ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 29 JANVIER 1940.

PRÉSIDENCE DE M. GEORGES PERRIER.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **Président** donne lecture de la Notice suivante :

M. **Alexandre Desgrez** est né à Bannes (Haute-Marne) le 15 juillet 1863, mais toute son enfance s'est écoulée dans la maison paternelle à Cintrey. Il fit ses études secondaires à Besançon et s'orienta alors vers la carrière pharmaceutique. Après ses trois années de stage, qu'il accomplit à Morey, puis à Jussey, en 1885, il vient à Paris pour y suivre l'enseignement de l'École de Pharmacie. Il prépare le concours de l'internat en pharmacie, auquel en 1887 il est reçu dans les premiers rangs.

C'est au cours de sa carrière hospitalière, commencée à l'hôpital Bichat et terminée à l'hôpital du Midi, qu'il rencontra les deux hommes qui devaient contribuer le plus à sa formation et exercer sur lui la plus grande influence : M. Auguste Béhal, dont il fut le premier élève et qui l'initia à la recherche scientifique, et Charles Bouchard, dont il fut le dévoué et précieux collaborateur et dont il devint plus tard le collègue à la Faculté de Médecine.

Comme beaucoup d'étudiants en pharmacie désireux de compléter leur formation scientifique, Desgrez prit dès 1880 le chemin de la Sorbonne où il fut reçu licencié ès sciences physiques en 1891. Il fut ensuite introduit par M. Béhal dans le laboratoire de Friedel, qui n'était alors séparé de l'École de Pharmacie que par la rue Michelet. En moins de trois ans il réussit à achever sa thèse de doctorat ès sciences sur l'hydratation des carbures acétyléniques, qu'il soutint en 1894. Mais déjà, deux ans aupa-

ravant, Desgrez s'était tourné vers la médecine et semblait y avoir trouvé sa voie. Reçu docteur en médecine en 1895 avec une thèse traitant de l'influence des sérums sur les variations de quelques éléments urinaires, il entre à la Faculté de Médecine comme préparateur des travaux pratiques de chimie, puis, l'année suivante, comme chef de laboratoire chez Bouchard, poste qu'il occupera pendant douze ans et où il voisinera la magnifique pléiade qui travaillait alors chez le Maître de la médecine française, Balthazard, Charrin, Claude, Le Noir, Roger etc.

En 1898 il prend part avec succès au concours d'agrégation de chimie des Facultés de Médecine; institué agrégé la même année, il devient en 1908 chef des travaux pratiques de chimie en remplacement du Docteur Hanriot, nommé directeur des essais à la Monnaie; enfin, en 1912, lors de la mise à la retraite du Professeur Armand Gautier, il succède à ce dernier comme titulaire de la chaire de chimie médicale, qu'il occupera avec le plus grand éclat pendant 24 ans.

Deux ans plus tard, alors qu'il avait achevé de mettre sur pied son enseignement et réorganisé son service en rassemblant dans les locaux de la rue Monsieur-le-Prince les deux tronçons jusque-là séparés de la chimie biologique, le laboratoire de recherches et les salles de travaux pratiques, la guerre de 1914 survint; pendant quatre ans, Desgrez se consacra entièrement à la Défense nationale, vouant toute son activité à la lutte contre l'arme terrible et toute nouvelle que constituaient les gaz toxiques et s'occupant tout spécialement de la défense contre l'intoxication par l'oxyde de carbone.

En 1919, l'Académie de Médecine lui ouvrait ses portes et, cinq ans après, notre Compagnie l'accueillait dans la Section des Académiciens libres, où, pendant 15 ans, nous l'avons connu si actif, si affable et toujours excellent conseiller. Entre temps il était nommé officier de la Légion d'honneur dans la promotion Pasteur; puis, 15 ans plus tard, l'année même de sa retraite anticipée à la Faculté de Médecine, élevé au grade de Commandeur.

Libéré des charges de l'enseignement, Desgrez continua d'apporter son concours aux nombreuses Sociétés dont il était membre et dans lesquelles il avait, toute sa vie, joué un rôle si important, notamment à l'Association pour l'Avancement des Sciences dont il fut pendant 14 ans le très dévoué Secrétaire général, et dans les Sociétés d'hydrologie, ainsi que dans les diverses Commissions d'organisation des stations climatiques de la France.

L'œuvre scientifique de Desgrez est considérable et des plus diverses.

Elle comporte deux domaines distincts, la chimie organique, qu'il cultiva pendant sa jeunesse sous la direction de Friedel et de Béhal, et surtout la chimie biologique et médicale à laquelle, dès qu'il fut parvenu à la maturité, il consacra toute son existence.

En chimie organique, son œuvre fondamentale, entreprise avec son Maître M. Béhal, concerne la fixation des éléments de l'eau sur les dérivés non saturés. Par une généralisation heureuse de la célèbre réaction de Berthelot consistant dans la synthèse de l'alcool à partir de l'éthylène, il constate avec Béhal que cette fixation d'eau peut être appliquée non seulement aux carbures supérieurs avec formation d'alcools élevés, mais aussi aux alcools éthyléniques avec formation de glycols. Toutefois toutes ces hydratations ne s'effectuent qu'en présence d'agents acides. Or l'étude de l'hydratation des carbures acétyléniques, qu'il entreprend seul, pour son Doctorat ès sciences, lui fait découvrir que, sous pression et à chaud, l'eau se fixe sur ces carbures pour donner soit la paraldéhyde dans le cas du plus simple de ces carbures, soit des cétones dans le cas des carbures mono- et bisubstitués, ces derniers conduisant aux deux cétones possibles. Desgrez découvre ainsi une réaction qui, dans le cas de l'acétylène, prendra plus tard une grande importance industrielle, car elle a permis d'obtenir économiquement l'acétaldéhyde, puis, par réduction de celui-ci, l'alcool éthylique.

En même temps qu'il poursuit ce problème, il réussit à appliquer la célèbre réaction de Friedel et Crafts à la préparation des nitriles aromatiques par fixation directe du radical CN, en faisant agir le cyanogène sur le benzène et ses homologues en présence du chlorure d'aluminium. Enfin son dernier travail de chimiste organicien concerne l'étude du curieux phénomène découvert par lui et consistant dans la décomposition lente du chloroforme en oxyde de carbone et acide chlorhydrique, non seulement *in vitro* en présence de solutions diluées de potasse, mais aussi *in vivo*, sans doute sous l'influence des constituants alcalins des organismes vivants.

Dans le domaine de la chimie biologique, Desgrez s'est surtout occupé des problèmes relatifs à la nutrition générale en déterminant les variations des coefficients urologiques dans les diverses conditions normales, pathologiques (tuberculose, diabète) ou même expérimentales, telles que l'administration de sérums thérapeutiques ou de dérivés phosphorés (lécithine et nucléines), l'insulinothérapie, la dyscrasie acide etc. A l'occasion de ces recherches, il a mis au point quelques précieuses techniques d'analyse, notamment pour le dosage du carbone total par oxydation sulfochromique.

Très spécialisé dans les questions d'hydrologie, qu'il avait déjà abordées en 1897, avec Bouchard, en étudiant les gaz (argon et traces d'hélium) qui se dégagent des eaux minérales de Bagnoles-de-l'Orne, il devint chef de service à l'Institut d'hydrologie lors de sa fondation, et consacra alors un grand nombre de travaux au mode d'action des eaux thermales, à leurs effets sur l'équilibre acidobasique de l'organisme, sur la diurèse etc. ; enfin il étudia plus particulièrement la nature des composés soufrés qu'on y rencontre ainsi que leur métabolisme.

En hygiène on lui doit un des premiers procédés de régénération de l'air confiné par l'emploi du bioxyde de sodium, dont les applications pratiques ont été importantes.

Un savant biochimiste comme Desgrez ne pouvait pas rester étranger aux problèmes pharmacodynamiques, soit qu'il se bornât à les envisager du point de vue de la pathologie, comme dans son étude sur la toxicité des composés acétoniques, soit qu'il se décidât à les considérer intrinsèquement (choline, guanine, lécithine), ou plus généralement dans l'établissement des rapports que peuvent présenter l'action pharmacodynamique et la toxicité des poisons avec leur constitution chimique, notamment dans le domaine des nitriles obtenus antérieurement par lui ou des azotures de carbone préparés par Moureu et Bongrand.

Comme on le voit, l'œuvre scientifique d'Alexandre Desgrez est considérable. Elle est le témoignage de l'activité persévérante et féconde qu'il a déployée dans tous les domaines abordés par lui.

La perte qu'éprouve aujourd'hui l'Académie des Sciences sera vivement ressentie non seulement par tous les chimistes, mais aussi par tous nos compatriotes, car Alexandre Desgrez a su tout à la fois servir et honorer la Science et sa Patrie.

MÉCANIQUE CÉLESTE. — *Sur la méthode de la variation des constantes en Mécanique céleste*. Note de M. **Jean Chazy**.

Les équations différentielles classiques de Lagrange entre les éléments osculateurs sont la base de la théorie des mouvements des planètes : elles ont été le point de départ d'une foule de calculs extrêmement laborieux; aujourd'hui encore on les emploie souvent pour ajouter une force corrective à l'attraction newtonienne. Toute transformation simple de ces équations présente un certain intérêt.

Considérons le mouvement par rapport au corps central, réduit à un point matériel O de coefficient attractif μ, d'une planète réduite à un point matériel P de masse unité et soumise, en outre de l'attraction du point O, à une force corrective $\vec{F}$. Dans ce mouvement, supposé de sens direct, introduisons, à partir du plan de référence xOy, les six éléments osculateurs a, e, i, Ω, ϖ, l_0, le moyen mouvement osculateur $n = \sqrt{\mu/a^3}$ et l'anomalie excentrique u, définie en fonction implicite du temps t et des éléments a, e, l_0, ϖ par l'équation de Képler

$$u - e \sin u = nt + l_0 - \varpi.$$

Les six équations de Lagrange peuvent s'écrire ([1])

$$(1) \quad \left\{ \begin{aligned}
\frac{da}{dt} &= \frac{2}{na} \vec{F} \frac{\partial \overrightarrow{OP}}{\partial l_0}, \\
\frac{de}{dt} &= -\frac{\sqrt{1-e^2}}{na^2 e} \vec{F} \frac{\partial \overrightarrow{OP}}{\partial \varpi} - \sqrt{1-e^2}\, \frac{1-\sqrt{1-e^2}}{na^2 e} \vec{F} \frac{\partial \overrightarrow{OP}}{\partial l_0}, \\
\frac{di}{dt} &= -\frac{1}{na^2\sqrt{1-e^2}\sin i} \vec{F} \frac{\partial \overrightarrow{OP}}{\partial \Omega} - \frac{\operatorname{tang}\frac{i}{2}}{na^2\sqrt{1-e^2}} \vec{F} \left(\frac{\partial \overrightarrow{OP}}{\partial \varpi} + \frac{\partial \overrightarrow{OP}}{\partial l_0} \right), \\
\frac{d\Omega}{dt} &= \frac{1}{na^2\sqrt{1-e^2}\sin i} \vec{F} \frac{\partial \overrightarrow{OP}}{\partial i}, \\
\frac{d\varpi}{dt} &= \frac{\sqrt{1-e^2}}{na^2 e} \vec{F} \frac{\partial \overrightarrow{OP}}{\partial e} + \frac{\operatorname{tang}\frac{i}{2}}{na^2\sqrt{1-e^2}} \vec{F} \frac{\partial \overrightarrow{OP}}{\partial i}, \\
\frac{dl_0}{dt} &= -\frac{2}{na} \vec{F} \frac{\partial \overrightarrow{OP}}{\partial a} + \sqrt{1-e^2}\, \frac{1-\sqrt{1-e^2}}{na^2 e} \vec{F} \frac{\partial \overrightarrow{OP}}{\partial e} + \frac{\operatorname{tang}\frac{i}{2}}{na^2\sqrt{1-e^2}} \vec{F} \frac{\partial \overrightarrow{OP}}{\partial i};
\end{aligned} \right.$$

par exemple le produit scalaire, figurant dans la première équation, représente l'expression

$$\vec{F} \frac{\partial \overrightarrow{OP}}{\partial l_0} = X \frac{\partial x}{\partial l_0} + Y \frac{\partial y}{\partial l_0} + Z \frac{\partial z}{\partial l_0},$$

où x, y, z désignent les coordonnées de la planète P par rapport aux trois axes de référence Ox, Oy, Oz, et X, Y, Z les composantes de la force $\vec{F}$ sur ces trois axes.

Les équations (1) peuvent être transformées dans les suivantes,

([1]) TISSERAND, *Traité de Mécanique céleste*, 1, 1889, p. 169, 173, 187 et 188.

où $\vec{v}$ désigne la vitesse de la planète P, et où ON, OJ, OZ sont : 1° l'axe joignant le corps central O au nœud ascendant; 2° l'axe situé dans le plan du mouvement osculateur et faisant l'angle $\pi/2$ dans le sens direct avec l'axe ON; 3° l'axe perpendiculaire au plan du mouvement osculateur dans le sens boréal,

$$
(2)\quad \left\{
\begin{aligned}
\frac{da}{dt} &= \frac{2}{n^2 a}\vec{F}\vec{v},\\
\frac{de}{dt} &= -\frac{\sqrt{1-e^2}}{na^2 e}\left(\text{moment de } \vec{F} \text{ par rapport à OZ}\right) + \frac{1-e^2}{2ae}\frac{da}{dt},\\
\frac{di}{dt} &= -\frac{\text{moment de } \vec{F} \text{ par rapport à OJ}}{na^2\sqrt{1-e^2}},\\
\frac{d\Omega}{dt} &= \frac{\text{moment de } \vec{F} \text{ par rapport à ON}}{na^2\sqrt{1-e^2}\sin i},\\
\frac{d\varpi}{dt} &= \frac{\sqrt{1-e^2}}{na^2 e}\vec{F}\left[-\frac{\cos u + e}{1-e^2}\overrightarrow{OP} + \frac{\sin u}{n}\left(\frac{1-e\cos u}{1-e^2}+1\right)\vec{v}\right] + 2\sin^2\frac{i}{2}\frac{d\Omega}{dt},\\
\frac{dl_0}{dt} &= -\frac{2}{na^2}\vec{F}\left(\overrightarrow{OP} - \overrightarrow{\tfrac{3}{2}tv}\right) + \left(1-\sqrt{1-e^2}\right)\frac{d\varpi}{dt} + 2\sqrt{1-e^2}\sin^2\frac{i}{2}\frac{d\Omega}{dt}.
\end{aligned}
\right.
$$

Sous la forme (2), les six équations sont voisines des équations connues ([2]), utilisées souvent au moyen de quadratures mécaniques, où la force perturbatrice est définie par sa composante sur le rayon vecteur et par ses composantes transversale et orthogonale, et où d'ailleurs la position de la planète sur l'ellipse osculatrice est déterminée par l'anomalie vraie au lieu de l'anomalie excentrique.

Il est équivalent, mais plus avantageux dans certains calculs, de remplacer les trois moments qui figurent dans les équations (2) en $d\Omega/dt$, di/dt, de/dt respectivement par les trois produits mixtes

$$\vec{F}\left(\overrightarrow{ON_1}\times\overrightarrow{OP}\right),\quad \vec{F}\left(\overrightarrow{OJ_1}\times\overrightarrow{OP}\right),\quad \vec{F}\left(\overrightarrow{OZ_1}\times\overrightarrow{OP}\right),$$

où N_1, J_1, Z_1 désignent les points d'abscisse 1 sur les trois axes ON, OJ, OZ.

La deuxième des équations (2) peut s'écrire, si $p = a(1-e^2)$ désigne le paramètre osculateur,

$$(3)\qquad \frac{d\sqrt{\mu p}}{dt} = \text{moment de } \vec{F} \text{ par rapport à OZ} = \vec{F}\left(\overrightarrow{OZ_1}\times\overrightarrow{OP}\right).$$

([2]) TISSERAND, *Traité de Mécanique céleste*, **1**, 1889, p. 433. Même volume à la page suivante, l'équation (B) est identique à l'équation (3) que nous formons ici.

Et l'on peut obtenir les deux équations (2) en $d\Omega/dt$ et di/dt et l'équation (3), plus rapidement que par le calcul de Lagrange, simplement en projetant l'équation vectorielle qui exprime le théorème du moment cinétique appliqué au mouvement de la planète P et au point O, sur les axes mobiles ON, OJ, OZ.

CORRESPONDANCE.

L'**Université de Pennsylvania** invite l'Académie à se faire représenter à la célébration du *Deuxième centenaire* de sa fondation, les 20 et 21 septembre 1940.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

Balistique intérieure théorique par M. R. Winter (présenté par M. E. Esclangon).

ALGÈBRE. — *Sur une théorie nouvelle de la réductibilité des équations algébriques.* Note de M. **Ernest Vessiot**, présentée par M. Élie Cartan.

1. On peut obtenir une théorie nouvelle de la réductibilité des équations algébriques de degré n, à racines simples,

$$(\mathcal{F}) \qquad 0 = F(x) = x^n + p_1 x^{n-1} + p_2 x^{n-2} + \ldots + p_{n-1} x + p_n,$$

c'est-à-dire des systèmes qui leur sont *associés*,

$$(\mathcal{R}) \qquad \Sigma x_\alpha = -p_1, \qquad \Sigma x_\alpha x_\beta = p_2, \qquad \ldots, \qquad x_1 x_2 \ldots x_n = (-1)^n p_n,$$

en utilisant à cet effet les transformations entières de degré $(n-1)$,

$$(\mathcal{T}) \qquad x' = t_1 x^{n-1} + t_2 x^{n-2} + \ldots + t_{n-1} x + t_n.$$

L'introduction de ces transformations se justifie, *a priori*, par le fait que les équations $\mathcal{F}$ forment une *classe*, vis-à-vis de la famille des transformations $\mathcal{T}$. D'une manière plus précise, il y a $n!$ transformations $\mathcal{T}$ qui font passer d'une même équation $\mathcal{F}$ à une même autre. Ce sont aussi celles qui font passer du système $\mathcal{R}$ associé à la première à celui qui est associé à la

seconde, étant entendu que les x' sont transformés, par cogrédience, comme x.

Il y a donc $n!$ transformations $\mathfrak{T}$ qui laissent invariante une équation $\mathfrak{F}$ donnée, ainsi que son système associé $\mathfrak{L}$. Ces *auto-transformations* de $\mathfrak{F}$ forment un *pseudo-groupe*, que j'appelle son *pseudo-groupe d'invariance*. Voici ce que j'entends par ce terme de pseudo-groupe.

Soient Θ_1 et Θ_2 deux transformations $\mathfrak{T}$. Si $x' = \theta_1(x)$, $x' = \theta_2(x)$ sont leurs équations, et si $\theta_3(x)$ est le reste de la division de $\theta_2[\theta_1(x)]$ par $\mathfrak{F}(x)$, la transformation $x' = \theta_3(x)$ est encore une transformation $\mathfrak{T}$, et elle transforme les racines de $\mathfrak{F}$, et les solutions de $\mathfrak{L}$, comme le ferait la transformation produit $x' = \theta_2[\theta_1(x)]$. Je l'appelle le *pseudo-produit* (mod $\mathfrak{F}$) de Θ_1 par Θ_2. Si ce pseudo-produit est la transformation identique $x' = x$, je dis que Θ_2 est la *pseudo-inverse* (mod $\mathfrak{F}$) de Θ_1. Cela posé, un ensemble E de transformations $\mathfrak{T}$ sera dit un *pseudo-groupe* (mod $\mathfrak{F}$), si le pseudo-produit (mod $\mathfrak{F}$) de deux transformations quelconques de E appartient à E, et si les transformations de E s'associent par couples de manière que chaque transformation de l'un quelconque de ces couples soit *pseudo-inverse* (mod $\mathfrak{F}$) de l'autre.

2. Chaque auto-transformation de $\mathfrak{F}$ effectue sur ses racines, considérées comme des objets distincts, une permutation ϖ. Le pseudo-groupe d'invariance $\mathfrak{I}$ de $\mathfrak{F}$ est ainsi en correspondance, holoédriquement isomorphe, avec le groupe des permutations de n objets. On passe d'une solution quelconque de $\mathfrak{L}$ à toute autre par une auto-transformation de $\mathfrak{F}$, et une seule.

Si $x' = \theta(x)$ est l'une quelconque des auto-transformations de $\mathfrak{F}$, les transformations

$$x'_i = \theta(x_i) \qquad (i = 1, 2, \ldots, n) \tag{1}$$

constituent, pour $\mathfrak{L}$, un *pseudo-groupe d'invariance* $\bar{\mathfrak{I}}$, qui joue, vis-à-vis de ce système, un rôle tout pareil à celui de son *groupe d'automorphie*, dont les équations générales sont

$$x'_i = x_{\rho_i} \qquad (i = 1, 2, \ldots, n), \tag{2}$$

$\rho_1, \ldots, \rho_n$ étant l'une quelconque des permutations des indices $1, 2, \ldots, n$. Les transformations (1) sont, par ailleurs, *permutables* avec les transformations (2).

3. Une équation $\mathfrak{F}$ est *spéciale* dans un domaine de rationalité Δ (auquel elle appartient), si son système associé $\mathfrak{L}$ est *réductible* dans ce domaine,

c'est-à-dire si l'un au moins des *sous-systèmes* [1] de $\mathfrak{T}$ y est rationnel. Pour préciser quel est, en pareil cas, le *mode de réductibilité* de $\mathfrak{F}$, c'est-à-dire de $\mathfrak{T}$, je me suis proposé de caractériser l'ensemble des sous-systèmes de $\mathfrak{T}$ qui sont alors rationnels dans Δ.

J'ai trouvé que ce sont tous ceux qui admettent toutes les auto-transformations de $\mathfrak{F}$ appartenant à un certain pseudo-groupe K, que j'appelle, pour cette raison, le *pseudo-groupe spécifique* de $\mathfrak{F}$. Il est formé par les auto-transformations de $\mathfrak{F}$ qui laissent invariant tout sous-système rationnel de $\mathfrak{T}$.

Les solutions de $\mathfrak{T}$ se répartissent entre des sous-systèmes rationnels irréductibles, pour chacun desquels le pseudo-groupe spécifique K est un pseudo-groupe d'invariants : ce qui signifie que les solutions d'un tel sous-système se déduisent de l'une quelconque d'entre elles par les diverses transformations de K. Ces sous-systèmes sont, par ailleurs, automorphes et ont pour groupes d'automorphie des sous-groupes du groupe d'automorphie de $\mathfrak{T}$, homologues entre eux.

4. Le *groupe de Galois* de $\mathfrak{F}$ (dont on retrouve, par cette voie, la notion et les propriétés fondamentales) n'est pas autre chose que le groupe des permutations ϖ des racines de $\mathfrak{F}$, produites par les diverses transformations du *pseudo-groupe spécifique*. Il se présente ainsi comme un groupe concret, indépendamment de sa représentation par des groupes de substitutions homologues entre eux.

ÉQUATIONS AUX DÉRIVÉES PARTIELLES. — *Sur la théorie unitaire des valeurs propres des membranes et des plaques encastrées.* Note de M. **Alexandre Weinstein**, présentée par M. Jacques Hadamard.

J'ai montré dans ma Thèse (Paris, 1937, *Mémorial des Sciences mathématiques*, fasc. 88) que le problème des vibrations d'une membrane et le problème des vibrations d'une plaque encastrée peuvent être considérés comme les deux cas extrêmes d'une suite de problèmes aux valeurs propres, posés pour le même domaine S. Pour calculer les valeurs propres de ces

---

(1) Un *sous-système* d'un système quelconque S d'équations est un autre système Σ d'équations, aux mêmes inconnues, dont toute solution est solution de S, mais qui n'admet pas toutes les solutions de S. On ne considère ici que des sous-systèmes rationnels par rapport à $x_1, \ldots, x_n$.

problèmes intermédiaires (que j'ai appelés *problèmes modifiés*), il suffit de connaître les valeurs et les fonctions propres du problème de la membrane. On démontre que les valeurs propres des problèmes intermédiaires tendent en croissant vers les valeurs propres du problème de la plaque encastrée(¹). Par conséquent, ce dernier problème peut être considéré comme un cas limite de problèmes plus élémentaires.

Désignons par $\omega_1, \omega_2, \ldots; (\omega_1 < \omega_2 < \ldots)$ les valeurs propres distinctes de la membrane. Soit r_n la multiplicité de ω_n et soit $u_1^{(n)}, u_2^{(n)}, \ldots, u_{r_n}^{(n)}$ un système orthonormé de fonctions propres correspondantes. Désignons par $p_1(x, y), p_2(x, y), \ldots$ une suite complète de *fonctions harmoniques* linéairement indépendantes dans S. Nous utiliserons la notation (f, g) pour le produit scalaire hilbertien de deux fonctions f et g dans S.

Pour calculer les valeurs propres des problèmes intermédiaires, il faut former la matrice infinie symétrique M(ρ) aux éléments

$$(1) \qquad \alpha_{ik}(\rho) = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{\sigma=1}^{r_n} (p_i u_\sigma^{(n)})(p_k u_\sigma^{(n)}) \frac{\omega_n^2}{\omega_n^2 - \rho} \qquad (i, k = 1, 2, \ldots)$$

et calculer les racines ρ de certains de ses déterminants à nombre toujours croissant de lignes et de colonnes.

Considérons maintenant un domaine S dans lequel on peut définir une suite complète $p_1, p_2, \ldots$ de fonctions harmoniques telles que M se décompose en une suite de matrices $M_n(\rho)$, d'ordre r_n, alignées le long de la diagonale principale. Le déterminant de M_n sera désigné par $|M_n(\rho)|$.

Nous pouvons énoncer le *critère* suivant :

Pour que M soit décomposable en $M_1, M_2, \ldots$, il suffit qu'il existe dans S une suite complète $p_1, p_2, \ldots$ ayant les propriétés suivantes : la suite $p_1, p_2, \ldots$ se décompose en systèmes partiels finis

$$p_1^{(1)};\quad p_1^{(2)},\ p_2^{(2)},\ \ldots,\ p_{r_2}^{(2)};\quad p_1^{(3)},\ p_2^{(3)},\ \ldots,\ p_{r_3}^{(3)};\ \ldots$$

de $r_1 = 1, r_2, r_3, \ldots$ fonctions, tels que les fonctions propres $u_1^{(n)}, \ldots u_{r_n}^{(n)}$, appartenant à ω_n, sont orthogonales aux fonctions p de tous ces systèmes, à l'exception d'un seul : $p_1^{(j)}, \ldots, p_{r_j}^{(j)}, (r_j = r_n)$ pour lequel le déterminant

$$|(p_i^{(j)}, u_k^{(n)})| \qquad (i, k = 1, \ldots, r_n)$$

(¹) *Thèse*, p. 41-42; N. Aronszajn et A. Weinstein, *Comptes rendus*, 204, 1937, p. 96 et *Journal de Mathématiques*, 1940 (sous presse).

est différent de zéro. On peut dire que les deux suites infinies des p et des u forment un *système biorthogonal dans un sens généralisé* [2].

On obtient dans ce cas le résultat suivant :

Les valeurs propres de la plaque encastrée sont données par les racines des équations $|M_n(\rho)|=0$ $(n=1, 2, \ldots)$. Par conséquent, on obtient ces valeurs propres *sans passage à la limite*, nécessaire dans le cas général, et l'on peut dire que le problème de la plaque est, pour le domaine S, un problème élémentaire.

Vu qu'on a, pour les domaines usuels,

$$\omega_m(p_h, u_k^{(m)})=\int_C p_h(s)\frac{du_k^{(m)}}{dn}\,ds,$$

il suffit, pour obtenir une matrice M décomposable, de démontrer l'existence d'une suite complète de fonctions $p_1(s), p_2(s), \ldots$ d'une variable, l'arc s, formant avec les dérivées normales des fonctions propres u un système biorthogonal dans le sens généralisé sur la frontière C de S.

Notre critère s'applique sans modifications au problème du flambage, ainsi qu'aux problèmes mixtes (*Thèse*, p. 50), c'est-à-dire aux cas où la plaque est appuyée le long d'une partie de C. Il faut toutefois remplacer les dérivées normales des u par 0 sur les parties appuyées et utiliser, dans le problème du flambage, au lieu de (1), une formule légèrement différente (*Thèse*, p. 30).

Applications. — Le procédé indiqué permet de trouver d'une manière rigoureuse toutes les valeurs propres des problèmes suivants : 1° vibrations et flambage d'une plaque circulaire ou annulaire encastrée; 2° vibrations et flambage d'un carré et d'un rectangle, dont un côté ou deux côtés opposés sont encastrés et les autres appuyés.

ASTRONOMIE PHYSIQUE. — *Étude du système de Procyon* (α Canis Minoris). Note [1] de M. **Émile Sevin**, présentée par M. Ernest Esclangon.

En rapprochant les renseignements contenus dans les Ouvrages de Sir A. Eddington [2] et de G. P. Kuiper [3], les données concernant les deux composantes du système se trouvent fixées comme il suit.

---

(2) La condition énoncée est nécessaire et suffisante si l'on a $r_n=1$ pour $n=1, 2, \ldots$.

(1) Séance du 22 janvier 1940.

(2) *Der innere Aufbau der Sterne*, Berlin, 1928, p. 187.

(3) *The Astrophysical Journal*, 88, 1938, p. 477.

Procyon A. — Spectre F3; température effective $T'_e = 7200°$; magnitude visuelle absolue $m'_v = 2^m,92$; magnitude bolométrique absolue $m'_b = 2^m,92$.

Procyon B. — Spectre inconnu; température effective inconnue; magnitude visuelle absolue $m''_v = 13^m,22$; magnitude bolométrique absolue $\leq 13^m,22$.

Somme des masses $(M' + M'')/\odot = 2,00$; ce qui représente exactement la moyenne entre les valeurs très voisines résultant des observations faites à l'observatoire du Cap (2,06 ⊙), d'une part, et des éléments reproduits par Kuiper (1,94 ⊙), d'autre part. Rapport des masses M″/M′, assez voisin de 1/3.

Pour étudier chacune des composantes, nous allons recourir à la loi du rayonnement, qui est valable pour toutes les étoiles et qui peut se mettre sous les deux formes strictement équivalentes

$$L = 1,88.10^{32}\left(\frac{M}{\odot}\right)^{\frac{7}{5}}(1-\beta)^{\frac{3}{2}}\mu^{\frac{4}{5}}T_e^{\frac{4}{5}} = 2,25.10^{27}\left(\frac{M}{\odot}\right)^{5}\mu^{8}\beta^{7}T_0^{\frac{1}{2}}.$$

Étude de Procyon A. — La magnitude bolométrique absolue et la température effective de l'étoile étant connues, en sa première forme la loi du rayonnement fixe sa masse. Cette masse vaut 1,48 ⊙, grandeur pour laquelle

$$L' = 1,88.10^{32}(1,48)^{\frac{7}{5}}(0,0913)^{\frac{3}{2}}(2,11)^{\frac{4}{5}}7200^{\frac{4}{5}}.$$

En effet on obtient ainsi, pour le logarithme du rayonnement théorique, 34,298 50, alors que le logarithme du rayonnement qui résulte de l'observation est

$$33,577\,49 + (4,77 - 2,92)\,0,4 = 34,317\,49,$$

d'où un résidu de

$$(35,298\,50 - 34,317\,49)\,2,5 = -0^m,05.$$

Pour classer l'étoile, calculons sa température centrale T'_0, qui est donnée par la loi du rayonnement considérée en sa deuxième forme.

$$T'_0 = \left[\frac{2,08.10^{34}}{2,25.10^{27}(1,48)^5(2,11)^8(0,9087)^7}\right]^2 = 42,0.10^6 \text{ degrés},$$

et cela montre nettement que Procyon A se trouve à l'époque primaire, étant donné que la température centrale théorique, qui caractérise cette époque, est de $42,9.10^6$ degrés.

Il est enfin intéressant d'évaluer l'effet d'Einstein

$$v' = \frac{GM'}{c\mathcal{R}'} = \frac{RT'_0}{0,856c\mu'\beta'} = \frac{8,26.10^7 \times 42,0.10^6}{0,856 \times 3.10^{10} \times 2,11 \times 0,9087} = 0,7 \text{ km sec}^{-1}.$$

Étude de Procyon B. — On ne dispose que de la magnitude visuelle absolue et, par ailleurs, le problème est inversé puisque, si l'on ignore la température effective, par contre on connaît la masse : d'après ce qui précède, celle-ci vaut $(2,00-1,48)\odot = 0,52\odot$, et l'on constatera que le rapport des masses est effectivement très voisin de $1/3$ $(0,52/1,48 = 0,351)$.

Nous allons identifier Procyon B avec l'étoile-type d'époque secondaire de masse $0,52\odot$. Pour celle-ci, $\mu'' = 1$, $T''_0 = 417.10^6$ degrés et

$$L'' = 4,59.10^{31}(0,52)^2(0,99917)^7;$$

il s'ensuit que $\log L'' = 30,23942$ et que la magnitude bolométrique absolue

$$m''_b = (33,57749 - 30,23942)\,2,5 + 4,77 = 13^m,12.$$

On calcule ensuite l'effet Einstein $\mathfrak{V}''$, le rayon $\mathcal{R}''$ et la température effective T''_e par les formules usuelles

$$\mathfrak{V}'' = \frac{1,34.10^6}{\beta''} = \frac{1,34.10^6}{0,99917} = 13,4 \text{ km sec}^{-1},$$

$$\mathcal{R}'' = \frac{GM''}{c\mathfrak{V}''} = \frac{6.66.10^{-8}\times 0,52\times 1,985.10^{33}}{3.10^{10}\times 1,34.10^6} = 17\,100^{\text{km}},$$

$$T''_2 = \left[\frac{L''}{\pi a c \mathcal{R}''^2}\right]^{\frac{1}{4}} = \left[\frac{1,74.10^{30}}{3,1416\times 7,64.10^{-15}\times 3.10^{10}(1,71)^2 10^{18}}\right]^{\frac{1}{4}} = 5\,360 \text{ degrés},$$

d'où il résulte que le type spectral est G2.

Or, étant donné cette température, il y a, entre la magnitude visuelle et la magnitude bolométrique, une différence de $0^m,10$, et l'identification annoncée découle de ce que, entre la magnitude visuelle absolue calculée et celle que l'observation fournit pour Procyon B, le résidu est

$$13^m,12 + 0^m,10 - 13^m,22 = 0^m,00.$$

Conclusions. — Le système de Procyon est tout à fait analogue à celui de Sirius : les deux étoiles principales sont à l'époque primaire et les deux compagnons à l'époque secondaire. Au point de vue des vérifications expérimentales que l'avenir réserve, nous retiendrons que le spectre du compagnon de Procyon, qui jusqu'à présent n'a pas pu être observé, est du type G2 et que, entre ce compagnon et Procyon A, l'effet Einstein présente une différence de $13,4 - 0,7 = 12,7$ km sec^{-1}.

ASTROPHYSIQUE. — *Sur la loi d'absorption de la lumière par la matière interstellaire*. Note de MM. **Daniel Barbier** et **Daniel Chalonge**, présentée par M. Ernest Esclangon.

Au cours de la discussion [1] des résultats de l'étude photométrique d'un certain nombre de spectres continus stellaires, nous avons examiné le cas des étoiles à émission dont la température de couleur est inférieure à la température moyenne correspondante des étoiles du même type spectral. Ces étoiles ne sont pas les seules à être *anormalement rouges* : d'autres étoiles ont le même caractère, sans montrer toutefois la moindre émission; par ailleurs, leur discontinuité de Balmer possède une valeur normale. Aussi attribue-t-on leur couleur anormale à une modification de leur spectre continu due à l'absorption apparente par diffusion exercée par la matière interstellaire qui se trouverait répandue entre elles et nous. C'est uniquement de ce groupe d'étoiles qu'il sera question dans la présente Note.

Pour obtenir quelques informations sur la structure de la matière absorbante, il serait utile de connaître la loi suivant laquelle la matière interstellaire absorbe les diverses radiations. Si l'on représente par I_0 et I l'intensité, avant et après la traversée du nuage absorbant, du faisceau qui nous parvient, si m est la masse absorbante traversée et $k(\lambda)$ son coefficient massique d'absorption pour la radiation λ, on sait que

$$I = I_0 e^{-k(\lambda)m}.$$

Il s'agirait de déterminer la fonction $k(\lambda)$. Nous ferons, pour cela, le raisonnement suivant : l'étoile considérée serait, par hypothèse, une étoile normale, de même type, si l'absorption interstellaire disparaissait; or, le spectre continu d'une étoile normale d'un type donné est défini de façon assez précise : les paramètres correspondants sont donnés dans le tableau de notre précédente Note [1]. Nous voyons donc qu'il est possible d'obtenir (à un facteur constant près) I/I_0, et par suite (à un terme constant près) $k(\lambda)$. On peut conduire, très simplement, le calcul de la façon suivante : la différence entre le φ de l'étoile, mesuré dans un certain domaine spectral, et le φ correspondant relatif aux étoiles normales de même type, donne, pour l'intervalle spectral considéré, le gradient G de l'étoile, telle qu'elle est observée, par rapport à ce qu'elle serait en l'absence d'absorption (gradient

(1) *Comptes rendus*, **210**, 1940, p. 99.

de rougissement). Or

(1) $$G = -\frac{d}{d\left(\frac{1}{\lambda}\right)}\log\frac{I}{I_0} = m\frac{dk}{d\left(\frac{1}{\lambda}\right)}$$

La fonction G est une donnée de l'observation. Par une intégration, l'équation différentielle (1) donne la fonction $k(\lambda)$.

Pour les étoiles anormalement rouges, ζ Pers, χ^2 Orio, 9 Ceph, nous disposons d'un matériel d'observations assez vaste, car nous pouvons compléter nos observations par celles de Kienle, Strassl, Wempe [2], et celles de Greaves, Davidson, Martin [3] qui s'étendent plus loin vers les grandes longueurs d'onde : nous avons pu ainsi déterminer la fonction G depuis le rouge jusqu'à l'ultraviolet. L'intégration de l'équation (1) nous a conduit aux lois d'absorption suivantes :

pour ζ Pers, $$mk = mk_0 + 1,85\frac{1}{\lambda} - 0,49\frac{1}{\lambda^2} + 0,054\frac{1}{\lambda^3},$$

pour χ^2 Orio, $$mk = mk_0 + 4,94\frac{1}{\lambda} - 1,48\frac{1}{\lambda^2} + 0,155\frac{1}{\lambda^3},$$

(2) pour 9 Ceph, $$mk = mk_0 + 1,72\frac{1}{\lambda} - 0,20\frac{1}{\lambda^2};$$

m n'a évidemment pas la même valeur dans les trois cas, k_0 est une constante inconnue [4]. Il est encore difficile, à l'heure actuelle, par suite des erreurs d'observation et du nombre trop faible des étoiles étudiées, d'affirmer que la loi de variation de k change suivant la région du ciel : il semble toutefois que, pour ζ Pers et χ^2 Orio, la loi soit sensiblement la même.

Pour aucune des étoiles considérées la loi d'absorption n'a donc pu être mise sous la forme

(3) $$k = a\lambda^{-p},$$

par laquelle on avait jusqu'ici cherché à représenter l'absorption interstellaire : ce résultat a été confirmé par l'étude de quelques étoiles pour lesquelles nous ne connaissions que les deux températures de couleur observées par nous.

Si l'on soumet à une analyse similaire à celle qui vient d'être exposée,

---

(2) *Veröff. Univ. Sternw. Göttingen*, n° 50, 1938.

(3) *Greenwich Observations of colour temperatures of stars*, 1926-1932, under the direction of Sir Franck Dyson.

(4) Constante qui serait nulle si l'extrapolation était permise jusqu'à $1/\lambda = 0$.

les résultats des observations de Baade et Minkowski (5) sur certaines étoiles d'Orion et de Persée, on arrive, pour les étoiles d'Orion, à des lois d'absorption de forme analogue à (2), et, pour celles de Persée, à une loi qui pourrait être ramenée à la forme (3) avec $p = 1$: l'absorption varierait donc suivant la région du ciel considérée.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *La mécanique ondulatoire de certains espace tordus.* Note de M. **Jean Roubaud-Valette**, présentée par M. Louis de Broglie.

M. Dirac a considéré, dans sa théorie de l'électron magnétique, des opérateurs de la forme $-(h/2\pi i)(\partial/\partial x \mathrm{J}) - e\,\mathrm{A}_\mathrm{J}/c$, où A_J représente la $\mathrm{J}^{\text{ième}}$ composante du potentiel vecteur électromagnétique.

Prenons des matrices I_μ et des opérateurs $\mathrm{P}_\mathrm{J} = -(h/2\pi i)(\partial/\partial x \mathrm{J})$. Si l'on a $\mathrm{I}_\mu^2 = \text{const.}$, on a des matrices du type *Dirac* $\mathrm{I}_\mu^2 = +1$ ou *Neumann* $\mathrm{I}_\mu^2 = -1$.

Prenons ici $\mathrm{I}_\mu^2 = \lambda$ avec λ fonction des coordonnées et du temps, l'espace n'est plus euclidien. Définissons la structure de l'espace par la connexion $\mathrm{P}_\mu(\mathrm{I}_\mathrm{J}) = \mathrm{I}_\mathrm{J}\Phi_\mu$, où Φ_μ est un nombre type 1. On a alors l'égalité opératorielle $\mathrm{P}_\mu \mathrm{I}_\mathrm{J}. = \mathrm{I}_\mathrm{J}\mathrm{P}_\mu. + \mathrm{I}_\mathrm{J}\Phi_\mu.$, de sorte que l'opérateur $(\Sigma \mathrm{P}_\mu \mathrm{I}_\mu. + m_0 c.)$ se ramène à $\big(\Sigma \mathrm{I}_\mu(\mathrm{P}_\mu. + \Phi_\mu) + m_0 c.\big)$ analogue à celui de M. Dirac, surtout si l'on pose $\Phi_\mu = -e\,\mathrm{A}_\mu/c$.

Considérons $\mathrm{I}_\mu \mathrm{I}_\mu = \lambda$; on voit que $\mathrm{P}_k(\mathrm{I}_\mu \mathrm{I}_\mu) = \mathrm{P}_k\lambda$ donne

$$2\lambda\Phi_k = -\frac{h}{2\pi i}\frac{\partial\lambda}{\partial x^k} \qquad \text{ou} \qquad d(\log\lambda) = -2\frac{2\pi i}{h}\Sigma\Phi_k\, dx_k.$$

Si $\Sigma\Phi_k\, dx^k$ est une différentielle exacte, $\Phi_k = \partial\Phi/\partial x^k$; on a

$$\lambda = \lambda_0 e^{-\frac{2\pi i}{h}2\Phi} \qquad (\Phi \text{ a les dimensions d'une action}).$$

La longueur est alors intégrable, mais l'étalon de longueur a une variation périodique ; en faisant de Φ une fonction d'onde du type $\Sigma p_r x^r$, on a une *géométrie ondulatoire*.

Si $\Phi_k dx^k$ n'est pas une différentielle exacte, la longueur n'est plus intégrable ; en prenant $\Phi_k = -(e\,\mathrm{A}_k/c)$, on a un espace où règne un champ

(5) *Astrophysical Journal*, 86, 1937, p. 159.

électromagnétique. Dans le cas général

$$\Phi_k = -\frac{eA_k}{c} + \frac{\partial\Phi}{\partial x^k} \qquad (A_4 = -iV).$$

Soit $\pi \equiv P_\mu I_\mu . + m_0 c.$, l'opérateur analogue à celui de M. Dirac $\overrightarrow{\pi\psi} = 0$ donne les quatre équations du type Dirac. L'opérateur adjoint dans la linéarisation est $\pi^\star \equiv . I_J P_J - . m_0 c$ et $\overleftarrow{\psi^\star \pi^\star}$ (où l'on opère à gauche) donnent les équations du corpuscule adjoint (où $m_0 \rightarrow -m_0$). Faisons l'opération $\overline{\pi^\star \pi \vec{\psi}}$ en opérant cette fois toujours à droite. On obtient

$$[-m_0^2 c^2 + m_0 c \Sigma (I_J P_J . - P_\mu I_\mu .) + \Sigma I_J P_J P_\mu I_\mu .]\psi$$

ou

$$\left[-m_0^2 c^2 - m_0 c \Sigma I_J \Phi_J . - \lambda (P_J + \Phi_J)(P_J + \Phi_J) + I_J I_\mu \left(\frac{h}{2\pi i}\right)\left(\frac{e}{c}\right)\left(\frac{\partial A_\mu}{\partial x^J} - \frac{\partial A_J}{\partial x^\mu}\right)\right].$$

Le dernier terme fait apparaître $F_{J\mu}$ champ électromagnétique. On voit que, comme M. Dirac, nous faisons apparaître des potentiels électromagnétiques mettant en évidence une densité de moment électrique

$$\mathcal{P}_x = \frac{eh}{4\pi m_0 c} i I_2 I_3, \ \ldots$$

et une densité de moment magnétique

$$\mathfrak{M}_x = \frac{eh}{4\pi m_0 c} i I_1 I_4, \ \ldots$$

Il y a, de plus, un potentiel provenant des termes $m_0 c \Sigma I_J \Phi_J$ qui est un potentiel de structure de l'espace temps non euclidien, jouant le rôle d'une *densité d'énergie du vide*.

En prenant $\overleftarrow{\psi^\star \pi^\star \pi}$ et en opérant à gauche, on a même opérateur, sauf que $m_0 \rightarrow -m_0$; d'où mêmes densités de moments et même potentiel de structure.

Si nous prenons cinq dimensions comme dans une Note précédente [6], nous pouvons obtenir non seulement le champ électromagnétique, mais encore le champ de gravitation qui dérive d'un potentiel scalaire.

Nous voyons que la méthode de M. Dirac ne donne un modèle *magnétique* de l'électron que parce que les opérateurs $[P_i - (eA_i/c)]$ sont choisis de manière à nous ramener à la mécanique ondulatoire dans un espace tordu.

---

[6] J. ROUBAUD-VALETTE, *Comptes rendus*, 206, 1938, p. 1556.

PHYSIQUE. — *Sur le rayon de l'électron et le calcul de la constante photoélectrique des métaux.* Note de M. **Théodore Ionescu**, présentée par M. Aimé Cotton.

J'ai montré [1] comment on peut calculer le rayon de l'électron, en admettant qu'il roule sans glisser, et que son rayon varie en raison inverse de sa vitesse. Si ρ est le rayon de l'électron, h la constante de Planck, m la masse de cet électron, et v sa vitesse, j'obtiens

$$(1) \qquad \rho = \frac{h}{2\pi m v}.$$

Pour les grandes vitesses, il faut tenir compte dans l'expression ci-dessus de la variation de la masse avec la vitesse.

Récemment J.-J. Thomson [2], par une voie différente, est arrivé à la même expression pour ce rayon.

Bien que toutes les propriétés de l'électron aient été déduites en partant seulement des hypothèses qui m'ont servi à calculer le rayon de l'électron, il est nécessaire de trouver des expériences capables de donner une vérification plus directe de la formule (1).

La première idée qui vient à l'esprit est d'examiner comment se comporte l'électron dans un gaz.

Dans ce cas, on peut calculer quelle doit être la vitesse de l'électron telle que son diamètre soit égal à la distance moyenne entre les molécules. De même, on calcule la différence de potentiel V nécessaire à la production d'une telle vitesse.

Si l'on pose $Ve = 1/2\, mv^2$, on tire de la formule (1)

$$(2) \qquad V = \frac{h^2}{2\pi^2 med^2} = \frac{h^2}{2\pi^2 me} n^{\frac{2}{3}},$$

où e est la charge de l'électron, d la distance moyenne entre les molécules (égale à 2ρ), n le nombre de molécules par centimètre cube.

Si l'on exprime V en volts et d en angströms, on a $V = 15/d^2$; si la pression du gaz est égale à 1 kg/cm²,

$$d = 33\,\text{Å} \qquad \text{et} \qquad V = 0{,}015 \text{ volt}.$$

---

(1) *Comptes rendus*, 203, 1936, p. 537.

(2) *Phil. Mag.*, 27, 1939, p. 3.

Mais on peut songer aussi aux conducteurs métalliques. En effet, dans les métaux, les électrons se meuvent parmi les ions positifs qui constituent le métal. Si l'on suppose le réseau cubique simple, il faudrait que le diamètre de l'électron soit égal à la diagonale d'une des faces du cube, moins le double du rayon des ions qui constituent le réseau.

Si le réseau appartient à une autre forme cristalline, on doit chercher quelle est la plus grande distance entre les ions, qui permet à l'électron de circuler librement. A cette distance, correspond pour l'électron la plus petite vitesse possible.

Si dans le métal existent des électrons d'une vitesse définie, correspondant au potentiel V, ces électrons peuvent sortir du métal. Entre l'intérieur du métal et sa surface qui est en contact avec le sol ($V = 0$), prend naissance une différence de potentiel égale à V.

A la surface du corps il y a donc une chute de potentiel qui ne peut être franchie que par les électrons dont l'énergie cinétique est plus grande que V. Le travail dépensé par l'unité de quantité d'électricité qui traverse cette couche constitue, comme on sait, la constante photoélectrique et en même temps la constante thermoionique.

Dans le tableau figurent le côté δ du cube élémentaire, trouvé à l'aide des rayons X; le rayon r_i de l'ion positif d'après Pauling [3] (pour l'argent et l'aluminium, on a considéré aussi les valeurs données par Goldschmidt); les valeurs V_e de la constante photoélectrique, obtenues expérimentalement et admises par Hughes et du Bridge [4]; enfin les mêmes valeurs V_c calculées à l'aide de la formule (2).

J'ai pris pour diamètre de l'électron le côté δ du cube élémentaire diminué du diamètre de l'ion positif.

J'ai dû procéder ainsi parce que tous ces métaux appartiennent soit au système du cube à faces centrées, soit à celui du cube centré.

	Li.	Na.	K.	Rb.	Cs.	Al.	Cu.	Ag.	Au.
δ Å...	3,46	4,24	5,25	5,62	6,05	4,05	3,61	4,08	4,07
r_i....	0,6	0,95	1,33	1,48	1,69	0,5; 0,57	0,96	1,26; 1,13	1,37
V_e....	2,1–2,9	1,9–2,46	1,76–2,25	1,8–2,2	1,9	2,5 –3,6	4,1–4,5	4,56–4,73	4,73–4,8
V_c ...	2,9	2,72	2,20	2,12	2,1	1,61; 1,77	5,03	6,1; 4,53	8,4

On peut remarquer sur le tableau que la concordance est bonne, sauf pour l'or.

---

(3) R. DE L. KRONIG, *The Optical Basis of the Theory of Valency*, p. 77.

(4) E. L. E. WHEATCROFT, *Gaseous Electrical Conductors*, p. 59.

On voit encore que, pour l'argent, à deux valeurs de r_i correspondent deux valeurs de V_c, entre lesquelles est comprise la valeur expérimentale V_c.

Des considérations exposées plus haut, on voit que, dans les métaux, les électrons se comportent comme s'ils avaient un diamètre qui varie en raison inverse de la vitesse, conformément à la formule (1).

Peut-être une meilleure connaissance de la constante photoélectrique en fonction de la température absolue, de l'état cristallin et du diamètre des ions positifs, pourrait-elle donner une vérification meilleure de cette formule, car on voit, sur le tableau, qu'une erreur de 10 % sur r_i entraîne une erreur de 30 % sur la valeur de V_c.

RAYONS X. — *Spectres d'absorption et niveaux caractéristiques de l'uranium, du platine et du tungstène.* Note de M[lles] **Yvette Cauchois** et **Ioana Manescu**, présentée par M. Jean Perrin.

Dans le cadre de certains travaux poursuivis dans notre laboratoire, nous avons été amenées à analyser les spectres d'absorption L des éléments U (92), Pt (78) et W (74). Comme dispositif expérimental, celui que nous employons généralement pour cette région spectrale : tube à rayons X démontable, sur pompes à diffusion d'huile; spectrographes à micas courbés (40^{cm}) utilisés par transmission. Émetteurs lourds : Ta et U pour Pt et W, avec filament Ta; Au et Ta pour U avec filament W.

Les discontinuités ont été mesurées en premier et deuxième ordres des plans $(\bar{2}01)$ et premier ordre de (100), par rapport aux références K suivantes dans les quatre premiers ordres : Cd, Ru, Mo, Nb, Sr, Rb, Br, Se (1), Ag, Pd, Rh (2). Les corrections à la loi de Bragg sont négligeables. Nos micas donnent un très bon pouvoir de résolution (sous 6 u. x. mm.).

Les absorbants étaient Pt laminé, épaisseur $0^{mm},01$; W et U en poudre fine collée sur papier à cigarette. L'absorbant, placé entre tube et cristal, ne pouvait diffuser dans la direction de la plaque photographique; afin d'éviter une émission caractéristique du métal absorbant les électrons secondaires provenant de la fenêtre du tube étaient arrêtés par une épaisseur convenable d'Al et ne pouvaient atteindre l'écran. Pour observer avec le maximum de contraste une discontinuité de longueur d'onde λ en

---

(1) M. Siegbahn, *Spektroskopie der Röntgenstrahlen*, 2[te] Aufl., 1931.

(2) S. Elg, *Zeits. f. Phys.*, **106**, 1937, p. 315.

ordre n, il y a lieu d'éviter, par un choix approprié de la tension d'excitation ou des réflexions cristallines employées, la superposition du fond continu $n\lambda/n'$ refléchi en ordre n'. Nous pointons au comparateur le centre des raies blanches et le maximum de contraste des discontinuités ; sur les microphotogrammes nous déterminons le point d'inflexion de chaque discontinuité.

Résultats de nos mesures : Tableau I, où nous avons rappelé les nombres

TABLEAU I.

	92 U.				78 Pt.				74 W.			
	λ u. x. Sandström.	λ u. x.	ν/R.	$\sqrt{\nu/R}$.	λ u. x. Sands.	λ u. x.	ν/R.	$\sqrt{\nu/R}$.	λ u. x. Sands.	λ u. x.	ν/R.	$\sqrt{\nu/R}$.
L_{III}......	720,8	$720,7_6$	$1264,3_2$	$35,55_7$	1071,0	$1070,2_3$	$851,4_7$	$29,18_0$	1212,9	$1213,0_1$	$751,2_5$	$27,40_9$
R.B. L_{III}.	–	$720,4_7$	$1264,8_3$	$35,56_4$	1069,0	$1069,8_7$	$851,7_6$	$29,18_5$	1211,2	$1212,3_6$	$751,6_5$	$27,41_6$
L_{II}......	591,3	$590,7_1$	$1542,6_7$	$39,27_7$	932,1	$932,3_3$	$977,4_1$	$31,26_4$	1071,7	$1072,4_2$	$849,7_3$	$29,15_0$
R.B. L_{II}.	–	$590,4_7$	$1543,2_9$	$39,28_5$	–	–	–	–	–	$1071,8_9$	$850,1_5$	$29,15_8$
L_I......	$568,_0$	$568,2_8$	$1603,_{56}$	$40,04_4$	891,4	$891,_{40}$	$1022,_{29}$	$31,9_{73}$	1023,5	$1022,_6$	$891,_{13}$	$29,85_2$

TABLEAU II.

	L_I.	L_{II}.	L_{III}.	M_I.	M_{II}.	M_{III}.	M_{IV}.	M_V.	N_I.	N_{II}.	N_{III}.
92 U.....	$1602,_{44}$	$1542,_{73}$	$1264,3_2$	$408,_{66}$	$381,_{66}$	$316,_{90}$	$274,_{42}$	$261,_{51}$	$106,_{00}$	$93,_{69}$	$76,_{79}$
78 Pt....	$1021,_{92}$	$977,_{41}$	$851,4_7$	$242,_{60}$	$222,_{46}$	$194,_{73}$	$162,_{01}$	$156,_{01}$	$53,_{96}$	$44,_{51}$	$37,_{82}$
74 W....	$890,_{64}$	$849,_{75}$	$751,2_5$	$207,_{17}$	$189,_{20}$	$167,_{58}$	$137,_{36}$	$132,_{76}$	$43,_{38}$	$35,_{68}$	$30,_{77}$

	N_{IV}.	N_V.	$N_{VI,VII}$.	O_I.	O_{II}.	O_{III}.	$O_{IV,V}$.	P_I.	$P_{II,III}$.	$P_{IV,V}$.
92 U.....	$57,_{43}$	$54,_{36}$	$27,_{98}$	$23,_{94}$	$18,_{86}$	$14,_{59}$	$7,_{12}$	$5,_{32}$	$2,_{04}$	$0,_{27}$
78 Pt....	$24,_{24}$	$22,_{84}$	$5,_{15}$	$7,_{29}$	$4,_{51}$	$3,_{51}$	0	–	–	–
74 W....	$18,_{57}$	$17,_{58}$	$1,_{99}$	$5,_{19}$	$2,_{96}$	$2,_{20}$	0	–	–	–

jusqu'ici admis d'après Sandström (3); Tableau II, les valeurs que l'on peut déduire pour les niveaux énergétiques de U, Pt et W des données les plus récentes sur les fréquences d'émission L de ces éléments (4) (4) (5) (6) (7), en prenant comme bases les fréquences d'absorption L_{III} mesurées ici.

L'interprétation suivante se confirme pour les absorptions mesurées : UL_{III}, $L_{III}P_{IV,V}$; L_{II}, $L_{II}P_{IV}$; L_I, $L_IQ_{II,III}$; Pt et WL_{III}, $L_{III}O_{IV,V}$; L_{II}, $L_{II}O_{IV}$; L_I, $L_IP_{II,III}$. Un contrôle direct fait pour W par superposition, sur une

(3) *Zeits f. Phys.*, **65**, 1930, p. 632.
(4) H. CLAESSON, *Zeits. f. Phys.*, **101**, 1936, p. 499 (Uranium).
(5) Y. CAUCHOIS, *Comptes rendus*, **201**, 1935, p. 598 (Platine).
(6) S. KAUFMAN, *Phys. Rev.*, **45**, 1934, p. 385 et 613 (Platine).
(7) S. ROUAULT, *Comptes rendus*, **209**, 1939, p. 650 (Tungstène).

certaine hauteur d'un même cliché, du spectre d'émission au spectre d'absorption, montre que β_5 et γ_6 respectivement se placent juste sur L_{III} et L_{II}; dans ce cas, comme dans celui du Re déjà étudié par l'une de nous et vraisemblablement dans celui du Pt, la fréquence d'absorption prise au point d'inflexion de la discontinuité doit être un peu supérieure à la fréquence d'émission correspondante, malgré l'apparence numérique parfois contraire qui doit relever des erreurs expérimentales.

En bon accord avec la règle générale ([8]), nous mesurons des raies blanches très prononcées sur WL_{III} et (pour la première fois) sur WL_{II}, UL_{II}, UL_{III}, mais pas sur U, Pt ni WL_I. Quant au Pt, nous observons, pour l'épaisseur d'absorbant indiquée, dans de bonnes conditions d'expérience, une fine raie blanche peu marquée sur L_{III}; Sandström ([3]) en a signalé une, tandis que Veldkamp ([8]) mentionne qu'elle est totalement absente. Nous n'en avons pas sur L_{II}. Nos observations font penser que le Pt aurait bien un groupe électronique $O_{IV,V}$ encore incomplet; toutefois la probabilité d'éjection des électrons L_{II} et L_{III} sur des niveaux plus extérieurs que $O_{IV,V}$ serait grande, ce qui expliquerait le fait que les raies blanches sont peu contrastées et les discontinuités larges.

Avec spectromètre à deux cristaux et chambre d'ionisation, Beeman et Friedman ([9]) ont obtenu une courbe d'absorption pour L_{III} du Pt, dont ils déduisent une valeur de 1070,0 u.x. pour PtL_{III}; d'après l'allure même de leur courbe elle doit être trop faible, vu la convention générale actuelle pour ces déterminations; aucune remarque sur la *raie blanche*.

Il nous semble que la méthode *photographique* d'analyse des discontinuités d'absorption à l'aide du spectrographe à focalisation, au moins dans les conditions de nos expériences, et complétée par l'étude microphotométrique des clichés, peut donner des résultats directs et précis sur l'allure générale, la largeur et la position des discontinuités ainsi que sur leur structure fine, spécialement les raies blanches qui les accompagnent souvent.

RADIOACTIVITÉ. — *Émission de radiations ionisantes par les sels de métaux ordinaires.* Note de M. **Émile Thibaud** présentée par M. Aimé Cotton.

On a déjà donné ([1]) quelques résultats sur les coefficients d'absorption par l'air et sur les longueurs d'onde des radiations émises par

([8]) *Dissertation Groningen*, 1934.

([9]) W. W. Beeman and H. Friedman, *Phys. Rev.*, 56, 1939, p. 392.

([1]) G. Reboul et E. Thibaud, *Comptes rendus*, 208, 1939, p. 568.

des métaux ordinaires et quelques-uns de leurs sels. J'ai continué ces expériences; j'ai cherché d'abord si l'état physique du métal étudié apportait des modifications aux résultats des mesures; il n'en a rien été, et j'ai obtenu des valeurs identiques de ces coefficients d'absorption par l'air, que le métal émetteur soit en plaque épaisse, mince, ou en poudre. Par suite j'ai pu faire l'étude des corps simples et de leurs composés qu'on peut avoir facilement en poudre.

J'ai étudié l'aluminium, le magnésium, le chrome, le manganèse, l'antimoine et plusieurs de leurs composés; les résultats ont été les suivants : les coefficients d'absorption par l'air, obtenus en faisant la moyenne de plusieurs séries d'expériences, correspondent à une couche d'air ionisée de 2^{cm} d'épaisseur.

Métal ou corps simple.	Al.	Mg.	Cr.	Mn.	Sb.
Coefficient (cm^{-1})....	0,10	0,13	0,16	0,18	0,34
Composés	oxyde	oxyde, phosphate, sulfate	oxyde, sulfate	oxyde, sulfate	oxyde, sulfure
Coefficient (cm^{-1})....	0,11	0,13	0,16	0,17–0,19	0,33–0,36
Longueur d'onde (Å).	3,1	3,4	3,8	3,9	4,9

La méthode de détermination des coefficients d'absorption n'est applicable que sous les restrictions données dans la précédente Note : les métaux ou leurs sels doivent être en quantité assez abondante et sous une forme suffisamment stable pour se prêter à des expériences durant plusieurs jours.

Ces nouveaux résultats confirment donc ce qui a été signalé précédemment; le phénomène étudié est général et spécifique des atomes métalliques contenus dans le métal ou dans ses divers composés.

PHYSICOCHIMIE. — *Sur le spectre Raman des tungstates neutres à l'état cristallin et à l'état aqueux.* Note de Mlle **Marie Théodoresco**, présentée par M. Charles Fabry.

Nous avons déjà publié [1] des résultats concernant le tungstate neutre de sodium à propos d'un complexe tungstotartrique. Il nous a paru utile de reprendre les travaux sur les tungstates, comme nous l'avons fait pour les

(1) *Comptes rendus*, 203, 1936, p. 668.

molybdates dont les résultats ont paru dans une Note précédente [2]. Cette fois encore nous avons opéré sur les solutions et sur les cristaux.

Tungstate neutre de sodium, WO^4Na^2, $2H^2O$. — *a. En solution aqueuse*, nous avons pris des spectres sur des échantillons différents de la même substance et nous avons constaté un *doublet* qui comprend une raie fine, très forte et très nette, 931 cm^{-1} et une raie large, floue (peut-être multiple), 833 cm^{-1}; en dehors du doublet le spectre présente une troisième raie assez intense et large 324 cm^{-1}. J. Gupta donne des résultats très voisins des nôtres. Comme pour les molybdates [2], nous sommes d'accord avec lui pour le nombre de raies Raman, sinon dans leur interprétation [3].

b. A l'état cristallin, le spectre comprend un *triplet* avec une raie très forte et très fine 935 cm^{-1}, une raie plus large, moins floue qu'en solution, 839 cm^{-1}, et entre ces deux raies une troisième raie très faible 882 cm^{-1} environ (elle paraît multiple); en dehors de ce groupe, une quatrième raie 334 cm^{-1}, assez large.

Tungstate neutre de strontium, WO^4Sr. — Ce sel cristallise anhydre, même s'il est préparé par voie humide. Il est très peu soluble dans l'eau et c'est pourquoi nous n'avons pas pris son spectre en solution. Nous avons obtenu le tungstate de strontium à l'état de poudres au laboratoire, d'après Lefort [4], en mélangeant la quantité théorique d'acétate de strontium avec la quantité théorique de tungstate neutre de sodium, chacun dissous séparément dans l'eau. Les cristaux étant extrêmement fins, les spectres sont difficiles à obtenir. Le nôtre est analogue à celui du tungstate neutre de sodium : un triplet, 924 cm^{-1}, 856 cm^{-1}, 839 cm^{-1}, et une quatrième raie 334 cm^{-1}. Or le tungstate neutre de sodium est *hydraté* tandis que celui de strontium est *anhydre*.

Conclusion. — Ces travaux confirment les conclusions que nous avons données dans notre Note précédente [2]. Le spectre est celui de l'ion WO^{4--}. Aussi bien l'ion anhydre que l'ion hydraté doivent former probablement un *tétraèdre plus ou moins déformé*. En voici les raisons.

Comparées aux raies Raman des cristaux, celles des solutions sont en général plus larges, plus floues et moins bien différenciées. Il arrive donc que le spectre Raman des cristaux soit plus riche en raie que celui des solutions, à condition de les comparer en dehors du domaine du fond

---

(2) E. Darmois et M. Théodoresco, *Comptes rendus*, 208, 1939, p. 1308.

(3) J. Gupta, *Indian Jour. Phys.*, 8, 1938, p. 223.

(4) *Annales Chim. Phys.*, 5e série, 17, 1879, p. 470.

continu donné par la raie excitatrice 4358 Å dans le cas des cristaux qui diffusent en général beaucoup autour de cette raie.

Il paraît évident que les molécules d'eau gênent les vibrations, déforment plus ou moins le tétraèdre, si bien que certaines raies cessent d'être différenciées. Elles donnent en se groupant des bandes larges et floues, et la configuration tétraédrique pourrait quand même subsister dans le cas des ions hydratés. La quatrième raie prévue par la théorie sur la configuration tétraédrique ne manque peut-être pas réellement, mais elle pourrait faire partie de la bande large et floue qui forme la seconde raie Raman du doublet quand il n'y a pas triplet.

La raie annoncée par Venkatesvaran [5] se trouve dans une région où il nous est arrivé de constater de très faibles raies dues à l'arc ou bien des raies provenant du groupement WO^3.

GÉOPHYSIQUE. — *Sur l'origine du magnétisme terrestre.*
Note de M. **Alexandre Dauvillier**, présentée par M. Charles Maurain.

I. Dans une précédente Note [1] sur la structure interne du globe et la genèse des continents et des océans, nous avons montré que les fosses océaniques étaient d'anciennes *mers lunaires*, dont les épanchements basaltiques devaient donner naissance à la vapeur d'eau, par réduction de leur Fe^2O^3 par l'atmosphère d'hydrogène, avec formation de magnétite. Il résulte de cette conception une relation numérique entre la masse des océans et le ferromagnétisme du globe.

Les fonds océaniques représentent les 2/3 de sa surface et leur épaisseur utile, au point de vue du magnétisme, ne saurait excéder 30 km, par suite du degré géothermique. La masse des océans étant de 10^{23} g, on trouve ainsi que la quantité de magnétite formée doit atteindre 6 %, ce qui est précisément la teneur normale des basaltes.

Cette magnétite s'est aimantée, en *atmosphère réductrice*, dans le champ cosmique existant à l'époque du refroidissement des laves, au passage par le point de Curie (580°C). Nous traitons ainsi l'écorce terrestre comme la brique qui est cuite dans un champ magnétique et en conserve une aimantation durable et caractéristique. L'axe magnétique du globe coïncidait

(5) *Proc. Indian Acad. Sci.*, 7, 1938, p. 144.

(1) *Comptes rendus*, 207, 1938, p. 452; *Astronomie*, 52, 1938, p. 529-541.

alors avec son axe de rotation. Le fait que les pôles magnétiques actuels sont distants des pôles géographiques d'une vingtaine de degrés montre seulement que l'écorce a dérivé tout d'une pièce sur le magma pâteux sous-jacent. Les accidents causés par cette dérive (fractures, séismes, orogénèse) ont fait que les deux pôles ne sont plus aux antipodes l'un de l'autre, mais bien actuellement distants de près de 2000 km.

D'autres considérations indiquent que cet écart de 20° a pu en atteindre 80° et que la vitesse de cette dérive n'a pas excédé 100^{km} par million d'années, soit 10^{m} par siècle. La variation séculaire ne saurait donc lui être attribuée.

Le ferromagnétisme du globe est donc fossile et très superficiel. Son moment étant $M = 8,6.10^{25}\Gamma\ cm^3$, l'aimantation spécifique des *basaltes sous-océaniques* doit atteindre la valeur élevée de $5,7\ \Gamma$.

Cette conception rend compte, à la fois, de la dissymétrie du géomagnétisme, reproduite par le *Magnetarium* de Wilde et de la pesanteur sur les océans.

II. Nous avons déjà tenté ([2]) d'identifier le champ cosmique responsable avec celui de la *lumière zodiacale*, considérée comme le prolongement de la couronne solaire, soit une émission radiale d'électrons animés d'une vitesse voisine de celle de la lumière, compensant l'émission positive due aux protubérances. La largeur des jets coronaux nous est donnée par la durée des orages magnétiques. Une perturbation durant 10 heures correspond à une largeur de 5° héliocentriques, soit de 1000 diamètres terrestres. Si nous considérons la Terre abordée par son côté *soir* par un tel faisceau, la loi de Biot et Savart nous montre qu'un champ magnétisant de 10Γ sera produit par une densité de 5 électrons par litre. Une telle valeur est compatible avec une densité gazeuse dans l'espace cosmique de $10^{-25}\ g.cm^{-3}$, soit de trois atomes de sodium (par exemple) par litre, transformés en ions positifs par le rayonnement ultraviolet solaire.

L'énergie cinétique des électrons doit, bien entendu, être largement supérieure au travail d'aimantation du globe, soit $M^2/3R^3$. En prenant $4.10^9\,eV$, valeur justifiée plus loin, on trouve que la dépense d'énergie solaire est encore insignifiante, de l'ordre seulement du millième du rayonnement thermique. Ainsi sont réfutées les deux objections de Schuster.

III. Mais les orages magnétiques *actuels* n'ont qu'une intensité 400 fois

---

([2]) *Rev. Sc.*, 73, 1935, p. 73-82.

moindre. Nous devons donc admettre que l'activité solaire a été, tout au moins temporairement, beaucoup plus grande il y a 2.10^9 ans qu'aujourd'hui. Les perturbations *mondiales* se manifestent, d'une part, et comme le pensait Lodge dès 1909, par les courants radiaux que nous venons de considérer et, d'autre part, par l'effet des orbites équatoriales *démagnétisantes* qui dessinent un véritable spectre magnétique autour du globe. Si les aurores polaires sont dues ([3]) *à celles de ces trajectoires qui pénètrent dans l'ionosphère*, les aurores équatoriales seront attribuables à des électrons de $3{,}5.10^{10}$ eV, tandis que la zone aurorale correspondra à l'énergie « normale » de 4.10^9 eV. Le fait que cette zone limite un espace polaire « interdit » aux corpuscules secondaires, signifierait que l'ionosphère ne s'étend pas au delà de 3,5 rayons terrestres. La limite de 4.10^9 eV est à rapprocher de celle de 5.10^9 eV accusée par l'étude des rayons cosmiques.

Le géomagnétisme actuel est donc dû à la composition de deux champs : le champ fossile, principal et constant, et celui, faible et variable, résultant de la rotation du globe dans un champ dont les lignes de force demeurent sensiblement normales au plan de l'écliptique. Celui-ci engendre une aimantation dont l'axe coïncide avec l'axe de rotation. Il en résulte que l'axe de Gauss occupe une position intermédiaire entre l'*axe* fossile et l'axe géographique, ainsi que des variations périodiques diurnes et séculaires. La partie *variable* du géomagnétisme apparaît comme le résultat d'un équilibre entre les courants radiaux cosmiques qui l'entretiennent et les courants circulaires démagnétisants qui en résultent, selon un rythme réflétant la périodicité de l'activité solaire.

MÉTÉOROLOGIE. — *Mesures photogrammétriques de la hauteur des nuages nacrés.* Note ([1]) de M. **Carl Störmer**, présentée par M. Charles Maurain.

J'ai donné ([2]) quelques résultats préliminaires sur les remarquables nuages nacrés vus dans la Norvège méridionale sous certaines conditions météorologiques. Comme toutes les plaques prises de ces nuages depuis

---

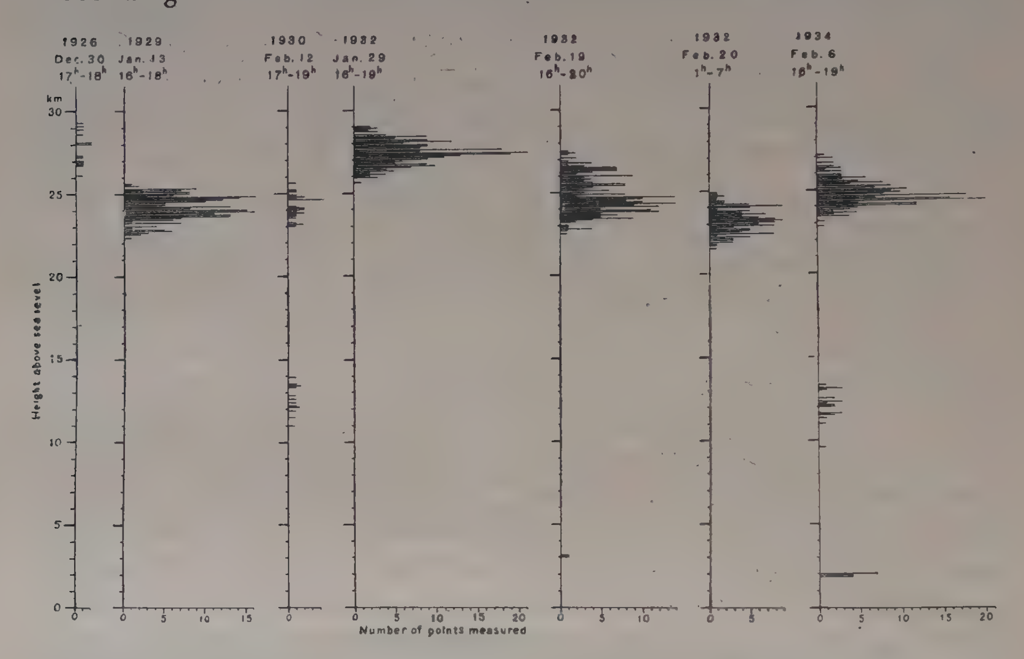
([3]) *Journ. de Phys.*, 5, 1934, p. 398-413.

([1]) Séance du 22 janvier 1940.

([2]) *Comptes rendus*, 196, 1933, p. 1824.

1926 sont maintenant mesurées, nous donnons sur la figure les résultats principaux des mesures de leur hauteur. Quant aux détails nous renverrons à une série de mémoires publiés dans les *Geofysiske Publikasjoner* d'Oslo.

Sur la figure le nombre de cas donnant une hauteur déterminée est, pour



chaque date, choisi comme abscisse et la hauteur en kilomètres comme ordonnée.

Dans le tableau ci-dessous, P désigne le nombre de paires de photographies simultanées prises de 2 ou 3 stations pour déterminer la hauteur, N le nombre de points mesurés et H la moyenne des hauteurs pour chaque date.

Nuages nacrés.

	1926. Déc. 30.	1929. Janv. 13.	1930. Févr. 2.	1932. Janv. 29.	1932. Févr. 19.	1932. Févr. 20.	1934. Févr. 6.
P........	2	38	7	42	44	29	24
N........	15	235	28	238	253	138	215
H........	27,7	24,1	24,0	27,4	24,8	23,2	24,7

Les plus grandes hauteurs furent mesurées le 30 décembre 1926, avec moyenne $27^{km},7$ et le 29 janvier 1932 avec moyenne $27^{km},4$. D'un intérêt particulier est le résultat que les nuages pendant la nuit du 19 au 20 février étaient plus bas (moyenne $23^{km},2$) que pendant l'après-midi précédent (moyenne $24^{km},8$).

Le 12 février 1930 et le 6 février 1934, il y avait sous les nuages nacrés des cirrus dont la hauteur était de 11 à 14^{km}. A la dernière date ces cirrus étaient à peu près stationnaires en forme de surfaces ondulées, très curieuses.

Quelquefois on voit des fractocumulus d'une hauteur de 2 à 3^{km} se mouvant avec le Föhn vers le Sud-Est.

Le 30 décembre 1930, la vitesse des nuages était grande, environ 75 mètres par seconde vers le Sud-Est. Les autres jours la vitesse était cependant faible, de 10 à 20 mètres par seconde, dans la même direction.

L'astronome Sigurd Einbu m'a écrit que, le 16 février 1934, il a mesuré la vitesse de nuages nacrés de 90 mètres par seconde vers ESE, en supposant que la hauteur des nuages était 25^{km}.

Une série de 41 photographies du même nuage, prises successivement le 29 janvier 1932, met en évidence les variations rapides de celui-ci avec évaporations et condensations successives correspondant à une certaine turbulence à un niveau de 26 à 28^{km} au-dessus du sol.

Comme nous l'avons déjà remarqué dans la Note citée, une couronne dans les nuages nacrés autour de la Lune avait un rayon correspondant à un diamètre de 0^{mm},0025 pour les particules des nuages.

Des nuages nacrés furent aussi observés dans le nord de la Scandinavie et de la Finlande, ainsi qu'en Écosse.

Les conditions météorologiques pendant l'apparition des nuages nacrés étaient bien les mêmes que celles déjà indiquées par M. Mohn pour les nuages nacrés du siècle dernier (*Meteor. Zeitschr.*, mars 1893).

ALGOLOGIE. — Crouaniopsis, *nouveau genre de Céramiacée méditerranéenne*. Note [1] de M. et Mme **Jean Feldmann**, transmise par M. Alexandre Guilliermond.

L'Algue, pour laquelle nous proposons ce genre nouveau, est assez abondante en été, aux environs de Banyuls-sur-Mer (Pyr.-Or.) par 20 à 30^{m} de profondeur. L'un de nous l'avait déjà signalée sous le nom de *Crouania procera* J. Feldm. mscr., mais elle semble bien pouvoir être identifiée au *Crouania annulata* du golfe de Naples que Berthold [2] avait antérieurement décrit à l'état stérile et sommairement.

---

(1) Séance du 22 janvier 1940.

(2) *Mitt. a. d. Zool. Stat. Neapel*, 3, 1882, p. 518.

Cette Algue, qui peut atteindre 13^{cm} de haut, présente l'aspect d'un *Crouania* très robuste. Au point de vue végétatif, elle diffère des vrais *Crouania* par ses rameaux courts verticillés par 4 et non par 3, par la présence, dans les parties adultes, de rhizoïdes descendants, non soudés entre eux, qui cortiquent l'axe central et enfin par l'origine différente des rameaux latéraux à croissance indéfinie. Ceux-ci, au lieu de naître, comme c'est le cas pour le *Crouania attenuata*, directement à partir de l'axe au niveau d'un verticille de 3 rameaux courts, naissent de l'extrémité distale de la cellule basale d'un des quatre rameaux courts verticillés.

Ayant découvert les organes reproducteurs du *Crouania annulata* et les ayant comparés à ceux du *Crouania attenuata*, qui étaient également mal connus, nous avons constaté dans la structure du procarpe et le développement du gonimoblaste des différences suffisantes pour justifier la création d'un genre nouveau pour le *Crouania annulata*, que nous proposons de nommer *Crouaniopsis annulata* (Berthold).

Chez le *Crouania attenuata*, les procarpes naissent isolément vers le sommet des rameaux à croissance indéfinie. La cellule péricentrale fertile représente la cellule basale d'un des trois rameaux courts verticillés et porte un rameau carpogonial quadricellulaire. Après la fécondation, il y a formation d'une seule cellule auxiliaire, et l'on observe de plus une fusion complète entre la cellule basale et la cellule axiale fertile. Le développement est donc tout à fait semblable à celui des *Antithamnion*.

Chez le *Crouaniopsis annulata*, les procarpes sont situés sur des rameaux spéciaux à croissance indéfinie, insérés latéralement et naissant de la cellule basale d'un rameau court verticillé. L'accroissement de ces rameaux à croissance indéfinie est arrêté par le développement du gonimoblaste, de telle sorte que ceux-ci paraissent situés latéralement tout le long des rameaux principaux portant les rameaux courts fertiles.

De la troisième cellule de ces axes latéraux naissent des cellules péricentrales qui peuvent être au nombre de 4, mais qui sont souvent en nombre moindre. Chacune de ces cellules péricentrales peut théoriquement porter un rameau carpogonial, mais le plus souvent il ne s'en développe que deux à partir de deux cellules péricentrales opposées, parfois même il ne s'en développe qu'un seul.

Le rameau carpogonial est quadricellulaire et sa cellule terminale constituant le carpogone est prolongée par un long trichogyne. Après la fécondation la cellule péricentrale fertile (cellule support) donne naissance à la cellule auxiliaire. Le carpogone se divise en deux par une cloison transver-

sale. La cellule inférieure, plus grosse, émet une cellule de jonction, qui s'unit à la cellule auxiliaire. Celle-ci se divise alors en deux cellules; la supérieure, plus volumineuse, renferme un gros noyau diploïde et sera l'origine du gonimoblaste. Cette cellule se divise, en effet, de nouveau; la cellule inférieure, ainsi fermée, constituant la cellule pied, et la supérieure (cellule-mère du gonimoblaste), donnant naissance successivement à trois cellules, qui, en se divisant ultérieurement, constituent chacune un gonimoblaste arrondi.

Les synapses unissant la cellule support, devenue cellule basale, avec la cellule axiale d'une part, et avec la cellule pied d'autre part, ainsi que le synapse unissant la cellule pied à la cellule-mère du gonimoblaste, sont relativement larges et renflés, mais il n'y a jamais de fusions cellulaires comme on en observe chez le *Crouania attenuata*. Bien qu'il existe généralement deux procarpes opposés, un seul est fécondé et se développe normalement; l'autre, avortant plus ou moins tôt. Dans certains cas, la cellule péricentrale stérile peut se cloisonner et constituer un filament court. Des deux cellules inférieures de l'axe fertile naissent des rameaux courts verticillés qui forment un involucre autour du gonimoblaste. L'extrémité de l'axe fertile s'allonge quelque peu après la fécondation, mais il reste toujours court et ne porte jamais de ramules.

Comme on le voit par cette description, le *Crouaniopsis annulata* diffère nettement du *Crouania attenuata* par la structure de ses procarpes, généralement opposés et situés sur de petits rameaux latéraux spéciaux, ainsi que par l'absence de fusion entre la cellule basale et la cellule axiale.

Le genre *Crouaniopsis* diffère en outre du genre *Crouania* par la structure de ses spermatanges à noyau apical et non médian, comme dans les *Crouania*. Enfin, le mode de division dans le tétrasporange du *Crouaniopsis annulata* est très régulièrement tétraédrique, alors qu'il est crucié chez le *Crouania attenuata*.

Le genre *Crouaniopsis* peut être considéré par la structure de son procarpe et le mode de développement de son gonimoblaste comme un type très primitif de Céramiacées. Sa morphologie végétative est au contraire plus complexe que celle des Céramiacées plus évoluées, mais l'analogie de cette structure avec celle de certains Rhodophycées inférieures (*Batrachospermum*) permet également de considérer cette structure comme primitive et d'admettre qu'il existe chez les Céramiacées une régression dans la complexité de l'appareil végétatif, parallèle à la complication progressive de l'appareil reproducteur sexué.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Stimulation mutuelle dans la germination des grains de pollen de* Nicotiana. Note de M. **Roberto Savelli** et Mlle **Carmela Caruso**, présentée par M. Marin Molliard.

En milieu artificiel ne germe pas toute espèce de pollen ; mais il y en a beaucoup dont la germination réussit en solutions simplement sucrées, le tube y atteignant une longueur remarquable. Du moins dans ce cas on avait naguère toute raison de croire que le problème se posait en termes très simples : constitution chimique du sucre, concentration (d'où pression osmotique), pH et certaines conditions générales telles que température, afflux d'oxygène etc. Somme toute, étant donné d'une part une solution qu'on sait très bien adaptée au pollen d'une certaine espèce, par exemple, *Nicotiana rustica*, et d'autre part un grain de pollen bien vivant de cette espèce, on pourrait croire que si ce grain tombe dans la solution il est nécessairement contraint de germer et d'allonger son tube dans toute la mesure que font prévoir les facteurs ci-dessus esquissés. Il n'en est rien. Si dans la goutte nourricière tombe un seul grain de pollen, voire deux ou trois, la germination n'a pas lieu, ou, du moins, l'ébauche du tube arrête très vite sa croissance. Mais préparons des gouttes nourricières, toutes de même volume (1/60 cm^3 chacune) et répartissons 500 grains de pollen entre 50 de ces gouttes, de façon que chacune en contienne environ 10 ; la plupart de ces grains ne germent pas et ceux qui germent donnent des tubes de 5 μ en moyenne, et de 10 μ au maximum. Répartissons de même 500 grains de pollen entre 5 gouttes, soit 100 grains par goutte : dans ce cas presque tous les grains donnent un tube déjà long de 40-50 μ, maximum 250 μ. Et enfin, si nous rassemblons dans une seule goutte les 500 grains nous obtenons une longueur moyenne de 140 μ, maximum 600 μ. Il y a donc bien, pour ainsi dire, une action de masse, une stimulation mutuelle entre les composants de la collectivité pollinique en germination. Pour saisir une manifestation pure de cette action sans avoir à s'inquiéter d'épiphénomènes, tels que les altérations enzymatiques du milieu, il faudra s'adresser aux espèces (moins rares qu'on ne croit) dont le pollen est capable de germer dans l'eau pure : c'est le cas de *Nicotiana Tabacum*, du moins pour les variétés *macrophylla* et *fruticosa* que nous avons employées.

Relatons une de ces expériences, en eau bidistillée très pure (mais sur lame de verre), température 20°, mesure des longueurs des tubes après 24 heures : *a*. 50 gouttes pendantes ayant en moyenne 12 grains de pollen

chacune, longueur moyenne des tubes 16$^{\mu}$,5, maximum 82$^{\mu}$,5; *b*. 10 gouttes à 62 grains chacune, long. moy. 77$^{\mu}$,5, max. 198$^{\mu}$; *c*. 10 gouttes à 300 grains, long. moy. 135$^{\mu}$, max. 495$^{\mu}$; *d*. 3 gouttes à 1100 grains, long. moy. 142$^{\mu}$, max. 950$^{\mu}$; *e*. une goutte à 5313 grains, long. moy. 198$^{\mu}$, max. 1155$^{\mu}$. L'allongement est d'autant plus fort que les grains sont plus rassemblés; et les courbes représentant les moyennes et les maxima des tubes polliniques en fonction du nombre de grains ont une allure presque parabolique.

Mais les tubes polliniques en eau bidistillée, quoique s'allongeant assez, ont par ailleurs quelque chose de pathologique. Voyons donc le même phénomène pour *N. Tab.* en solution saturée de lactose à 15°,5, mesure des longueurs atteintes après 24 heures : 50 gouttes à 15 grains (en moyenne) chacune; long. moy. 7$^{\mu}$,5, max. 82$^{\mu}$,5; 20 grains à 67^{g}, long. moy. 16$^{\mu}$,5, max. 297$^{\mu}$; 10 grains à 235^{g}, long. moy. 61$^{\mu}$, max. 528$^{\mu}$; 1 grain à 2100^{g}, long. moy. 668$^{\mu}$, max. 1072$^{\mu}$. Il est curieux que, dans ce cas, les points relatifs aux moyennes se rangent apparemment sur une ligne droite (dont l'angle avec l'axe des abscisses donne en quelque sorte la mesure du phénomène), tandis que la courbe des maxima est encore presque parabolique. Ce lien entre l'allongement du tube pollinique et la densité des grains germants se retrouve en bien d'autres espèces.

On ne peut s'empêcher de rappeler ici les phénomènes allélocatalytiques de Robertson (d'ailleurs contestés ou interprétés de diverses façons), et, à certains points de vue, les recherches classiques de Wildiers sur les levures et le *bios*; mais on ne peut néanmoins pousser trop loin l'analogie, car dans ce cas il s'agit surtout de multiplication cellulaire, alors que dans nos expériences il s'agit d'un phénomène de croissance d'une cellule isolée. D'innombrables travaux ont établi la teneur élevée du pollen en auxine, et il est tout naturel de penser que celle-ci peut agir sur le fonctionnement du pollen lui-même : celui-ci fournit, peut-être, l'exemple le plus suggestif d'une croissance qu'on pourrait supposer contrôlée par l'auxine. Toutefois, cette idée, à elle seule, ne suffit pas pour nous représenter exactement la marche du phénomène, ni son mécanisme. Il vaut mieux, peut-être, l'analyser en dehors de toute idée préconçue. La relation entre l'allongement des tubes et leur nombre en espace confiné s'expliquerait le plus simplement par l'hypothèse de la libération d'une substance stimulante dont la concentration serait d'autant plus forte que le nombre des tubes est plus grand. Toutefois, pour admettre cette explication très simple, il faudrait qu'il s'agisse d'une substance très soluble et très diffusible dans l'eau; or

toutes nos expériences tendant à prouver la présence d'une telle substance n'ont pas été, jusqu'ici, assez probantes; et nous n'exclurions pas que le phénomène ne soit sous la dépendance d'un facteur physique.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Recherches sur l'action de diverses substances sur la croissance des cultures de tissus de Carotte.* Note [1] de M. **Roger Gautheret**, transmise par M. Alexandre Guilliermond.

Nous avons déjà signalé qu'il est possible de suivre le développement de culture de tissus de Carotte au moyen de pesées [2]. Grâce à cette méthode, nous avons pu entreprendre une étude comparative de différents milieux de culture.

Les tissus expérimentés provenaient de notre souche de 22 mois repiquée sur le milieu dont nous avons précédemment indiqué la composition complète [3] (solution minérale gélosée, additionnée de 2 % de glucose, 0,001 % de cystéine, 0,000001 % d'acide indol-β-acétique et 0,0001 % d'aneurine).

Les cultures étudiées ont été choisies aussi semblables que possible, afin d'éviter des erreurs importantes. Cette sélection n'était cependant pas parfaite et, dans le but d'atténuer les différences individuelles, nous avons opéré les repiquages sur les nouveaux milieux d'une manière telle que les fragments provenant d'une même culture soient disposés sur des milieux tous différents. Nous avons utilisé 8 milieux différents, et 6 fragments de tissus ont été cultivés sur chacun d'eux.

Les fragments ont été pesés aseptiquement immédiatement après leur mise en culture, puis au bout de 44 jours. Les cultures ont alors été repiquées.

Dans chaque série de milieux, nous avons choisi les deux cultures les mieux développées. Celles-ci ont été découpées chacune en trois fragments qui ont été pesés, puis disposés dans le même milieu que celui où ils avaient été cultivés précédemment.

Ces nouvelles cultures ont été pesées de nouveau 66 jours plus tard. Les résultats de nos expériences sont résumés dans le tableau ci-contre. La

---

(1) Séance du 22 janvier 1940.

(2) *Comptes rendus*, **208**, 1939, p. 1340.

(3) *Comptes rendus*, **208**, 1939, p. 118.

partie gauche correspond au premier repiquage, la partie droite au second.

Nous nous proposions de poursuivre cette expérience pendant une année, mais les événements actuels nous ont obligé d'interrompre définitivement nos recherches. Les résultats obtenus n'ont donc pas la netteté qu'ils auraient présentée si les cultures avaient pu être suivies pendant 12 mois sur le même milieu.

Milieu de culture.	Poids frais moyen des cultures, en grammes (6 cultures ont été disposées sur chaque milieu)					
	après le 1er repiquage.	au bout de 44 jours.	rapport du P. final au P. initial.	après le 2e repiquage.	au bout de 66 jours.	rapport du P. final au P. initial.
I. Sol. minérale gélosée	0,088	0,298	3,4	0,105	0,215	2,0
II. Sol. I + 2 % glucose	0,086	0,749	8,47	0,125	0,811	6,5
III. Sol. II + 0,001 % de cystéine	0,135	0,980	7,4	0,195	1,671	8,6
IV. Sol. II + 0,000001 % d'acide indol-β-acétique	0,125	0,759	6,1	0,158	1,320	8,4
V. Sol. II + 0,0001 % d'aneurine	0,140	0,825	5,9	0,139	1,523	10,9
VI. Sol. II + 0,0005 % d'acide indol-acétique + 0,0025 % de cystéine	0,123	0,793	6,4	0,147	1,205	8,2
VII. Sol. III + 0,000001 % d'acide indol-β-acétique + 0,0001 % d'aneurine	0,095	0,825	8,7	0,152	1,580	10,4
VIII. Sol. VII additionnée par litre de l'extrait de 0g1 de levure sèche (*)	0,115	0,874	7,6	0,140	1,456	10,4

(*) L'extrait de levure était préparé selon la méthode de White.

L'examen de ce tableau permet de formuler les conclusions suivantes :

1° En absence de sucre la croissance bien que faible est loin d'être négligeable. Les cultures étant exposées à la lumière, leur accroissement paraît être lié à la photosynthèse qui s'opère au sein des tissus.

2° L'influence de substances excitantes ne devient appréciable qu'après le second repiquage. Ceci n'a rien d'étonnant puisque les cultures expérimentées provenaient d'une souche cultivée sur un milieu riche en substances excitantes; celles-ci ne s'épuisent vraisemblablement que peu à peu, et ce n'est qu'au bout de quelque temps que la privation d'éléments excitants devient sensible.

3° Le milieu VI (milieu Nobécourt) permet au bout de deux repiquages une croissance supérieure à celle observée en absence d'agents excitants, mais cependant inférieure à celle qui se manifeste sur des milieux contenant de l'aneurone (II, VII, VIII).

Les fragments cultivés sur ce milieu ont produit beaucoup de racines et ont subi un début de désorganisation.

4° Il n'a pas été possible de mettre en évidence l'influence de l'extrait de levures, à cause semble-t-il de la faible durée de nos cultures.

D'autres expériences plus prolongées, mais non quantitatives, nous ont montré que la levure favorise nettement la croissance des tissus de Carotte, surtout si le milieu ne renferme aucune substance excitante.

En résumé, bien que leur durée n'ait pas été suffisante, nos expériences montrent :

1° que les cultures de tissus peuvent être le siège de photosynthèse, mais que leur croissance est toujours faible en absence de sucre;

2° que l'addition de substances excitantes (aneurine, acide indol-β-acétique, cystéine) au milieu favorise la croissance.

CHIMIE PHYSIOLOGIQUE. — *Les vitamines A et E, agents excitants de la sécrétion de l'hormone glycogénotrope du lobe antérieur de l'hypophyse.* Note de M. **Léon Képinov**, présentée par M. Paul Portier.

La glycogénolyse adrénalinique ne se produit pas ou ne se produit que d'une manière insignifiante dans le foie des grenouilles à jeun depuis plusieurs mois, malgré la présence du glycogène dans le foie. Le traitement de ces grenouilles par la vitamine A, ainsi que nous l'avons montré dans une Note précédente [1], ramène à la normale la réaction glycogénolytique du foie à l'adrénaline. Comme cet effet de la vitamine A ne se manifeste que dans le foie des grenouilles dont le lobe antérieur de l'hypophyse est intact, et que, d'autre part, l'action glycogénolytique de l'adrénaline ne se produit dans le foie de grenouille qu'en présence de l'hormone glycogénotrope de l'antéhypophyse, nous en avons déduit que la vitamine A intervient dans le fonctionnement de cette glande.

Dans une nouvelle série d'expériences, dont les résultats font l'objet de cette Note, nous avons recherché si l'hormone glycogénotrope est présente : *a*. dans le liquide sortant du foie des grenouilles à jeun, perfusé avec du Locke-Tyrode additionné d'insuline; *b*. dans le liquide ayant aussi perfusé le foie de telles grenouilles, mais traitées par les vitamines A et E. Ces recherches sont basées sur la propriété de l'insuline de libérer le principe

---

[1] *Comptes rendus*, 209, 1939, p. 358.

glycogénotrope du système glycogénolytique hépatique; la substance glycogénotrope ainsi libérée, entraînée par le liquide de perfusion, quitte le foie avec le perfusat dans lequel on peut alors constater sa présence.

Pour cette épreuve nous avons adopté comme test le phénomène de la glycogénolyse provoquée par l'adrénaline dans un foie perfusé de grenouille, ce phénomène étant pris dans sa conception d'un système glycogénolytique hormonal tel que nous l'avons formulé précédemment [2]. Cette méthode biologique permet de déceler d'une manière nette la présence de l'hormone glycogénotrope dans un liquide à explorer [3].

Nos recherches ont été conduites sur de grosses grenouilles hongroises ayant jeûné de mai à septembre; nous avons constitué trois lots de 6 grenouilles et un autre de 18. Les grenouilles du premier lot, n'ayant subi aucun traitement, ont servi de témoins; celles du deuxième lot ont été traitées par la vitamine A, celles du troisième par la vitamine E, suivant le procédé indiqué dans la Note précédente; le foie des 18 grenouilles du dernier lot, réfractaire par suite du jeûne à l'action glycogénolytique de l'adrénaline, nous a servi pour éprouver l'activité hormonale des liquides ayant perfusé le foie des grenouilles des trois premiers lots. Les perfusats à examiner sont obtenus par lavage du foie avec du Locke-Tyrode additionné d'insuline; ils sont centrifugés s'ils ne sont pas limpides, chauffés à 60-70° au bain-marie pendant 5 minutes, puis conservés à la glacière jusqu'au moment de leur emploi.

L'examen du perfusat s'opère de la façon suivante : nous irriguons avec du Locke-Tyrode pur le foie-test d'une grenouille à jeun préparée pour cette épreuve, et nous vérifions tout d'abord s'il est effectivement réfractaire à l'adrénaline en effectuant une injection de cette substance. Nous remplaçons ensuite le Locke-Tyrode par le perfusat obtenu le matin, et après 20 minutes de perfusion du foie-test avec ce nouveau liquide, nous renouvelons l'injection de l'adrénaline. Nous dosons le glucose par la méthode Folin et Wu dans les échantillons recueillis avant et après chacune des injections d'adrénaline.

Les résultats de ces recherches montrent que : 1° Dans aucune de nos expériences, la première injection d'adrénaline, faite dans le foie-test au cours de la perfusion avec le Locke-Tyrode, ne provoque de glycogénolyse significative. Le foie de grenouille à jeun depuis plusieurs mois s'avère donc bien incapable de réagir à cette substance par une glycogénolyse; 2° La deuxième injection d'adrénaline, effectuée au cours du lavage du

---

(2) *Arch. Intern. Physiol.*, 46, 1938, p. 265.

(3) Nous donnerons ultérieurement une description détaillée de cette méthode.

foie-test avec le perfusat provenant du foie des grenouilles témoins, ne détermine pas non plus d'effet glycogénolytique. Il s'ensuit que ce perfusat n'est pas doué de la propriété de rétablir l'effet glycogénolytique de l'adrénaline dans le foie-test. En rapprochant ce résultat de ceux de nos expériences précédentes, nous concluons que ce fait établit l'absence de l'hormone glycogénotrope dans le perfusat examiné, et, par suite, dans le foie même des grenouilles témoins à jeun; 3° Par contre, lorsque le foie-test est irrigué par le perfusat provenant du foie des grenouilles traitées par les vitamines A et E, l'injection de l'adrénaline provoque une forte glycogénolyse dont le taux est du même ordre de grandeur que celui que nous constatons habituellement au cours de la perfusion du foie des grenouilles normalement alimentées. Ce perfusat se montre ainsi apte à rétablir la glycogénolyse adrénalinique dans un foie-test. Il résulte de ce fait que l'hormone glycogénotrope de l'antéhypophyse est présente dans le perfusat du foie des grenouilles laissées à jeun pendant plusieurs mois, puis traitées par les vitamines A et E.

Conclusions. — La sécrétion de l'hormone glycogénotrope de l'antéhypophyse ne se produit plus chez les grenouilles en captivité depuis plusieurs mois et maintenues à jeun, ce qui montre que cette glande est en état d'inactivité. L'absence de l'hormone glycogénotrope explique le fait que le foie des grenouilles, à jeun depuis longtemps, est réfractaire à l'action glycogénolytique de l'adrénaline.

Le traitement par les vitamines A et E des grenouilles non alimentées depuis plusieurs mois provoque la réapparition de l'hormone glycogénotrope dans le foie de ces animaux.

A la lumière de ces acquisitions les vitamines A et E apparaissent donc comme des agents excitant la sécrétion du lobe antérieur de l'hypophyse.

La séance est levée à $15^{h}45^{m}$.

A. Lx.

ERRATA.

—

(Séance du 11 décembre 1939.)

Note de M. *Camille Arambourg*, Sur des Poissons fossiles de Perse :

Page 898, ligne 15, *au lieu de* J'ai indiqué dans un Ouvrage mentionné plus loin, *lire* J'ai indiqué ailleurs (*C. R. S. de la Société géologique de France*, 1939, nº 14, p. 208-210).

(Séance du 27 décembre 1939.)

Note de MM. *Henry Gault*, *Léon Palfray* et *Pao Ting Hsu*, Sur la pyrolyse des alcools gras supérieurs :

Page 999, *au lieu de* Louis Palfray, *lire* Léon Palfray.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Ouvrages reçus pendant les séances de décembre 1939.

Index biographique des Membres, des Associés et des Correspondants de l'Académie de médecine, de décembre 1820 *à juillet* 1939. Paris, Masson et Cie, 1939; 1 vol. 25cm.

Elementi per una teoria matematica del contagio, par Marcello Puma. Roma, Editoriale aeronautica, 1939-XVII; 1 vol. 19cm.

Calendrier perpétuel permettant de trouver, sans aucun calcul, le jour d'une date quelconque, par Charles Bellet. Paris, G. Doin et Cie, 1939; 1 fasc. 23cm,5.

Quelques confirmations expérimentales de la théorie des phénomènes déformants, par C. Budeanu, in *Academia Romana Memoriile sectiunii stiintifice. Seria* III. *Tomul* XIV, *Mem.* 13. Bucarest, Imprimerie nationale, 1939; 1 fasc. 24cm,5.

Notes de pétrographie, par J. Durand, in *Publications du Bureau d'études géologiques et minières coloniales*, n° 14. Paris, 1939; 1 vol. 25cm,5.

Polychètes sédentaires de l'expédition du « Siboga ». Maldanidae, Cirratulidae, Capitellidae, Sabellidae et Serpulidae, par Félix Mesnil et Pierre Fauvel. Leiden, E.-J. Brill, 1939; 1 fasc. 33cm,5.

Académie des sciences de l'Institut de France. *Inventaire des Périodiques scientifiques des Bibliothèques de Paris*, dressé, sous la direction de M. Alfred Lacroix, par Léon Bultingaire. Fascicule VI. Supplément II. Paris, Masson et Cie, 1939; 1 vol. 22cm,5.

Description géométrique détaillée des Alpes françaises, par Paul Helbronner. *Tables générales de quatorze éléments* (Douze tomes et deux albums annexes). Extrait du Tome VII. Paris, Gauthier-Villars, 1939; 1 vol. 32cm.

Research-A National Resource. I. *Relation of the Federal government to Research.* Washington, National Resources Committee, 1938; 1 vol. 29cm.

L'anoxémie. Ses effets. Son traitement. L'oxygénothérapie, par Léon Binet, Madeleine Bochet et M.-V. Strumza. Paris, Masson et Cie, 1939; 1 vol. 25cm,5.